

Gleichgewichtspotential, Aufladezeit
und elektrostatische Fragmentation
kugelförmiger Fluffy-Staubteilchen aus
Graphit und Silikat im interplanetaren Raum,
in Koma und Schweif von Kometen
und in der Erdmagnetosphäre

von

Hermann Bönnhardt
aus Mönchroden

Bönnhardt, Hermann

Diss. Erlangen

1985

Ma*1* 1985

**Gleichgewichtspotential, Aufladezeit
und elektrostatische Fragmentation
kugelförmiger Fluffy-Staubteilchen aus
Graphit und Silikat im interplanetaren Raum,
in Koma und Schweif von Kometen
und in der Erdmagnetosphäre**

**Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen - Nürnberg**

zur

Erlangung des Doktorgrades

**vorgelegt von
Hermann Böhnhardt
aus Mönchröden**

Mai 1985

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung : 21. Mai 1985

Vorsitzender der Promotionskommission :

Professor Dr. K. Brodersen

Erstberichterstatte r : Professor Dr. J. Rahe

Zweitberichterstatte r : Professor Dr. H. Fechtig

Z u s a m m e n f a s s u n g

Die vorliegende Arbeit behandelt die theoretische Untersuchung von Gleichgewichtspotential, Aufladezeit und elektrostatischer Fragmentation kugelförmiger Fluffy-Staubteilchen aus Graphit und Silikat im interplanetaren Raum, in Koma und Schweif von Kometen und in der Erdmagnetosphäre.

Zunächst werden die Beträge von Abstoßungs- und Bindungskräften in einem elektrostatisch aufgeladenen Körper miteinander verglichen sowie die auf den Staub im Weltraum wirksamen Ladungsströme abgeschätzt. Für die 3 dominierenden Teilströme, den durch ein umgebendes thermisches oder monoenergetisches Plasma, den durch die Sekundärelektronenemission und den durch die Photoelektronenemission bei Sonneneinstrahlung, werden mathematische Ausdrücke abgeleitet; beim Plasmastrom wird die Reduzierung infolge der Durchdringung geladener Elektronen und Ionen durch sehr kleine Staubpartikel miteinbezogen.

Allgemeine Eigenschaften des Gleichgewichtspotentials und der Aufladezeit werden diskutiert sowie analytische Formeln zur Berechnung beider Größen bei bestimmten Spezialfällen angegeben. Mittels eines Computerprogramms werden die Einflüsse der zahlreichen Parameter der 3 Teilladungsströme auf das Gleichgewichtspotential und die Aufladezeit einzeln und im Zusammenwirken simuliert; beide Größen werden für Graphit und Silikat unter Weltraumbedingungen bestimmt.

Abschließend wird in numerischen Rechnungen die Möglichkeit der elektrostatischen Fragmentation hoch-fragiler Fluffy-Teilchen aus Graphit und Silikat im interplanetaren Raum, in Koma und Schweif von Kometen und in der Erdmagnetosphäre genauer überprüft. Es zeigt sich, daß im interplanetaren Raum, in der Kometenkoma und in der Erdmagnetosphäre außerhalb des Erdschattens Staubkörner mit Radien weniger Mikrometer zerplatzen können; dagegen ist

wegen der hochenergetischen Plasmen im Kometenschweif und in der Erdmagnetosphäre innerhalb des Erdschattengebietes die Fragmentation bis hin zu Staubkornradien von 0,6 cm zu erwarten, wodurch die Staubstriae-Beobachtungen in einigen Kometenschweiften erklärt werden können. Ein Vergleich der berechneten Gleichgewichtspotentiale und Aufladezeiten mit den an Raumsonden festgestellten Werten zeigt eine quantitativ gute Übereinstimmung.

I n h a l t s v e r z e i c h n i s

A.	Interplanetarer und kometarer Staub	1
A.1.	Fragmentation des interplanetaren und kometaren Staubes - Überblick über vorgeschlagene Prozesse	3
A.2.	Die Plasma- und Staubverhältnisse im interplanetaren Raum, in Kometen- und in Erdnähe	8
A.3.	Auswirkungen von geladenen Staubteilchen auf das Plasma und auf die Staabdynamik	19
B.	Materialfestigkeit und Zugspannung in elektrisch geladenen Körpern	22
B.1.	Materialfestigkeit	22
B.2.	Materialspannungen durch Coulomb-Abstoßung in geladenen Körpern	24
B.2.1.	Zugspannungen in geladenen Körpern	24
B.2.2.	Zugspannungen im geladenen Dielektrikum	28
B.3.	Zusammenhang zwischen Bruchlast und elektrostatischer Materialspannung in geladenen Körpern	30
C.	Ladungsströme auf Staubteilchen in Kometen- und Erdnähe sowie im interplanetaren Raum	35
C.1.	Die Ladungsströme im Überblick	35
D.	Der Teilstrom der auf eine Kugel einfallenden, geladenen Plasmateilchen	39
D.1.	Grenzfall: Monoenergetischer Plasmastrahl	39
D.2.	Grenzfall: Thermalisiertes Plasma	44
D.2.1.	Die Maxwell-Verteilung im feldfreien Fall	45
D.2.2.	Die Maxwell-Verteilung im elektrostatischen Feld	46
D.2.3.	Der Ladungsstrom im thermalisierten Plasma	47

D.3.	Reichweite geladener Teilchen in Materie	54
D.3.1.	Reichweite von Elektronen in Materie	55
D.3.2.	Reichweite von Ionen in Materie	59
D.3.3.	Konsequenzen für die Plasmaladungsströme auf Staubteilchen in Erdmagnetosphären-, Kometen- und interplanetaren Plasmen	61
D.4.	Diskussion der Ladungsströme im monoenergetischen bzw. ruhenden thermischen Plasma	65
E.	Der Teilstrom durch Sekundärelektronenemission und Sputtering	69
E.1.	Sekundärelektronenemission an Materialoberflächen durch Elektronenbeschuß	69
E.2.	Sekundärelektronenemission an Materialoberflächen durch Ionenbeschuß	82
E.3.	Ionensputtering an Targetoberflächen	84
E.4.	Der Teilstrom durch Sekundärelektronenemission von Staubkornoberflächen im Plasma	86
F.	Der Teilstrom durch Photoeffekt des Staubmaterials im Sonnenlicht	92
G.	Gesamtladungsstrom, Gleichgewichtspotential und Aufladezeit	105
G.1.	Allgemeine Formulierung	105
G.2.	Gleichgewichtspotential und Aufladezeit einer Staubkugel	107
G.3.	Das Gleichgewichtspotential	110
H.	Analytische Lösungen des Gleichgewichtspotentials und der Aufladefunktion	121
H.1.	Die Nullstrombedingung für negatives Gleichgewichtspotential	121

H.2.	Spezielle Lösungen des Gleichgewichtspotentials und der Aufladefunktion	125
H.2.1.	Thermisches Plasma	125
H.2.2.	Plasma aus monoenergetischen Teilkomponenten	128
I.	Numerisch berechnete Gleichgewichtspotentiale und Aufladefunktionen	129
I.1.	Das Rechenprogramm	131
I.2.	Die Parameter-StandardEinstellung	134
I.3.	Der Verlauf der Aufladefunktion während des Aufladevorgangs	134
I.4.	Gleichgewichtspotential und charakteristische Aufladefunktion	140
I.4.1.	Plasmastromparameter	142
I.4.2.	Photostromparameter	154
I.4.3.	Parameter des Sekundärelektronenstromes	163
I.5.	Zusammenschaltung der Teilströme	172
I.6.	Gleichgewichtspotential und charakteristische Aufladefunktion von Graphit und Silikat	175
K.	Fragmentation von Fluffy-Kugeln aus Graphit und Silikat im interplanetaren, kometen- und erdnahen Raum	184
K.1.	Interplanetarer Raum	187
K.2.	Kometenkoma und Schweif	191
K.3.	Erdmagnetosphäre	205
L.	Diskussion der Modellannahmen und der abgeleiteten Ergebnisse	212
Anhang	Die F_n^{sign} -Funktionen	218
	Literaturverzeichnis	221



Digitized by the Internet Archive
in 2026

A. Interplanetarer und kometarer Staub

Die kleinsten Formen kondensierter Materie im Sonnensystem stellen die interplanetaren Staubteilchen dar; sie sind durch das von ihnen reflektierte und gestreute Sonnenlicht - indirekt - als Zodiakallicht von der Erde aus beobachtbar. Direkte Messungen durch Satellitenexperimente interplanetarer Sonden konnten in den vergangenen 20 Jahren die Kenntnisse über diese Körper des Sonnensystems wesentlich erweitern.

Durch den Strahlungsdruck der Sonne werden die Bahnen der Staubteilchen ständig und durchgreifend beeinflusst. Die Auswirkungen dieses Einflusses - in der Literatur bekannt als Poynting-Robertson-Effekt - führen zu einem stetigen Verlust an Staubteilchen im inneren Bereich des Sonnensystems; der radiale Anteil der Kraft des Strahlungsdrucks wirkt der Gravitationsanziehung entgegen und übersteigt diese bei sehr kleinen Teilchen (Radien $\lesssim 1\mu\text{m}$) sogar. Die Teilchen werden von der Sonne weggeblasen und gehen an den interstellaren Raum verloren. Der nicht radiale Anteil der Kraft des Strahlungsdrucks führt bei größeren Staubteilchen (Radien $> 10\mu\text{m}$) zu einer Abbremsung der Bahnbewegung und letztlich zu einer spiralförmigen Annäherung an die Sonne. Durch die damit verbundene Erhitzung des Staubmaterials können die Körper verdampfen (staubfreie Zone von ca. 4 Sonnenradien um die Sonne [1]). Neben diesen bedeutendsten "Staubsenken" im Sonnensystem (ca. 10^6 g/s [1]) treten die Verluste durch Staubeinfang der Planeten beim Flug durch den interplanetaren Raum; so fällt auf die Erde ca. $1,4 \cdot 10^4$ g/s [2] interplanetarer Staub, hauptsächlich in Form sogenannter Mikrometeorite. Durch hochfliegende Segelflugzeuge konnten solche Teilchen aufgesammelt werden; die größeren Bruchstücke gelangen als Meteorite bis zur Erdoberfläche.

Diese hohen Verluste an interplanetarem Staub werden



Abb. 1 Gesamtansicht des Kometen West 1976 IV
(entnommen bei S. Wyckoff [67])

hauptsächlich durch Staub kometa- ren Ursprungs wieder ergänzt. Beim Durchlaufen des sonnennahen Teils der Bahn verlieren die Kometen durch Erhitzen ständig Materie in Form von Gas und Staub, beobachtbar in Gestalt von Kometenkoma und -schweif (vgl. Abb. 1). Die Gesamtproduktionsrate an Kometenstaub beläuft sich auf ca. $10^5 - 10^6$ g/s [3], so daß ein ungefähres Massengleichgewicht zwischen Staubquellen und -senken besteht.

A.1. Fragmentation des interplanetaren und kometa- ren Staubes - Überblick über vorgeschlagene Prozesse

Die wissenschaftlichen Fragestellungen bei der Erforschung des interplanetaren und kometa- ren Staubes zielen neben der Bestimmung der strukturellen und chemischen Zusammensetzung auf die räumliche und auf die Größenverteilung des Staubes. Die Größenverteilung geht insbesondere bei der modellmäßigen Abschätzung der Staubsinken im Sonnensystem (Poynting-Robertson-Effekt) ein und erlaubt durch Vergleich zwischen interplanetarem und kometa- rem Staub Rückschlüsse auf zeitliche Veränderungen.

In Gestalt der Striae der Kometenschweife - streifenförmige Verdichtungsstrukturen im Staubschweif (vgl. Abb. 2), die wegen ihres nicht Kometenkopf gerichteten Verlaufes keine ursächliche Erklärung in Aktivitätsschwankungen der Staubproduktion des Kometenkerns, wie etwa bei der Streamer-Erscheinung, zulassen [4, 5, 6, 7] - liegen Hinweise auf Fragmentationsprozesse von Staubteilchen vor, die Auswirkungen auf die originäre Größen- und damit auf die räumliche Verteilung haben können. Auch im erdnahen Raum wurden durch Satellitenexperimente Hinweise auf Staubfragmentation gefunden [8].

Beide Befunde deuten auf zeitlich und räumlich sehr begrenzte Fragmentationsprozesse hin, die bei entsprechenden physikalischen Rahmenbedingungen in der Nähe von Himmels-

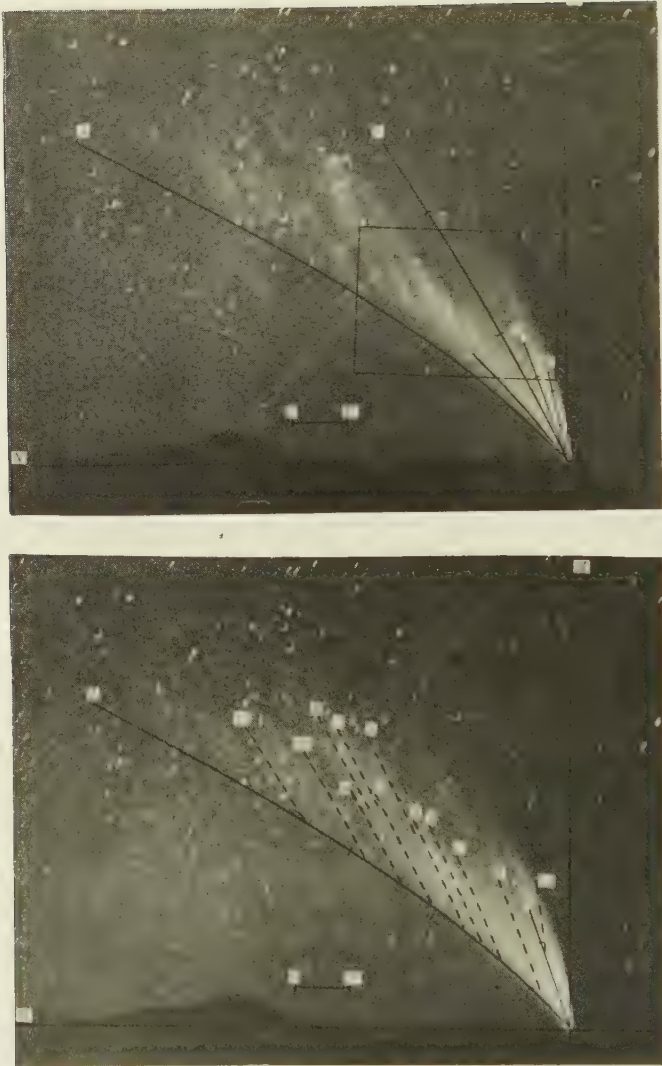


Abb. 2 Komet West 1976 IV [7]
oben : Streamer (A,B,C,D,E) im Staubschweif
unten: Striae (1 bis 12) im Staubschweif

körpern (Kometen, Planeten) im inneren Bereich des Sonnensystems wirksam sein können. Daneben sind auch für die "freien" interplanetaren Staubpartikel Zerkleinerungsmechanismen in der Diskussion, für deren Wirken weniger direkte experimentelle Beweise (z.B. In-Situ-Messungen) als vielmehr indirekte Anzeichen (z.B. veränderte Größenverteilungen) zu finden sind.

Folgende Fragmentations- und Verkleinerungsprozesse von Staubeilchen wurden bisher vorgeschlagen und zum Teil theoretisch untersucht:

- Zerplatzen infolge Rotationsbeschleunigung durch Solarstrahlungsdruck (Paddack-Effekt, Radzievskii-Effekt),
- Kollisionsfragmentation,
- Fragmentation durch plötzliche Energiefreisetzung im Staubkorn infolge von Phasenübergängen oder chemischen Reaktionen,
- Massenverlust durch Verdampfen,
- Erosion durch Sputtering,
- Zerplatzen unter dem Verdampfungsdruck eingeschlossener, leicht flüchtiger Stoffe,
- Zerplatzen durch Coulomb-Kräfte bei elektrostatisch aufgeladenen Staubkörnern.

Rotationsfragmentation durch Drehimpulserhöhung im solaren Strahlungsfeld infolge Albedo-bedingter Reflexionsasymmetrien wurde für Asteroiden und Meteorite von V.V. Radzievskii [9] erstmals behandelt; die Beschleunigung der Körperdrehung (Radzievskii-Effekt) führt bei solchen Körpern in mehreren 10^8 Jahren zur Fragmentation. Für kleinere interplanetare Staubpartikel untersuchten S.J. Paddack [10] sowie S.J. Paddack und J.W. Rhee [11] die Auswirkungen von Körpersymmetrien auf die Rotationsbeschleunigung im Sonnenlicht (Paddack-Effekt); abhängig vom Teilchenradius gelangten sie für Staubkörner zu Lebenszeiten zwischen 150 Tagen und 10^6 Jahren. Die betrachteten Materialien waren jedoch

sehr stabil (Fe, Ni, Al). Z. Sekanina und J.A. Farell [5] schlagen den Paddack-Effekt zur Interpretation der Striae-Erscheinungen in Kometenschweiften vor; allerdings werden zur Erklärung der optischen Beobachtungen sehr spezielle Anforderungen an die Geometrie der fragmentierenden und fragmentierten Staubpartikel gestellt. Auch bei Berücksichtigung des Fluffy-Charakters der Teilchen ergeben sich nach eigenen Abschätzungen [53] Fragmentationszeiten von mehreren Tagen. Damit scheidet Rotationsfragmentation für kometaren Staub aus der Diskussion aus; für interplanetaren Staub muß sie wegen der langen Aufenthaltsdauer der Staubkörner in Betracht gezogen werden.

Die Kollisionsfragmentation ist nach P. Lamy [12] bei interplanetaren Teilchen wegen der möglichen langen Wirkzeitskala ebenfalls zu berücksichtigen, nicht dagegen bei kometaren. An gleicher Stelle wird die Fragmentation durch chemische Reaktionen oder Phasenänderungen im Staubmaterial als unwahrscheinlich bezeichnet, da bei den in Frage kommenden Materialien (Eis, Phyllosilikate, Magnetit) der jeweilige Energiegewinn durch solche Prozesse zu gering ist.

Angaben von maximalen Sonnendistanzen für die - stetige - Massenabnahme durch Verdampfen bei interplanetaren (und damit auch kometaren) Teilchen finden sich bei H. Fechtig et al. [3]. Materialabhängig werden folgende Werte angegeben:

Eis	2 - 3 AU,
Eisen	0,1 - 0,12 AU,
Silikat	0,015 - 0,02 AU.

Für größere Abstände als die genannten führt dieser Prozeß zu keiner wesentlichen Veränderung der Staubkorn-Größenverteilung.

Für die Sputtering-Erosion durch Sonnenwindteilchen, ebenfalls ein Prozeß stetiger Massenabnahme, geben H. Fechtig et al. [3] als Richtwert der Radiusverringerng 10^{-10} m

pro Jahr in 1 AU Sonnenabstand an; dies bedeutet Wirkzeiten von einigen 10^4 Jahren, bis merkliche Einflüsse auf die Größenverteilung, insbesondere der μm -Teilchen, feststellbar sind, ein Zeitraum, der in der Größenordnung der durchschnittlichen Verweildauer solcher Teilchen in Sonnenentfernungen von 1 AU ($2 \cdot 10^4$ Jahre [3]) liegt. Folglich ist diesem Effekt allenfalls für sehr kleine Teilchen im interplanetaren Raum Bedeutung zuzubilligen, nicht dagegen für die Teilchen in Koma und Schweif des Kometen oder in der Erdmagnetosphäre.

Das Zerplatzen von Teilchen (ob interplanetar oder kometar) unter dem Verdampfungsdruck eingeschlossener, leicht flüchtiger Stoffe ist nach T. Mukai [13] auf kleine Staubpartikel (Obsidian-Material mit Eiseinschlüssen) mit geringem Sonnenabstand ($< 0,25$ AU) beschränkt. Damit kommt dieser Prozeß für die Kometen-Striae-Erklärung nicht in Betracht, wohl aber zur Erklärung der Existenz der sogenannten β -Meteorite [3] im Sonnensystem.

Die elektrostatische Fragmentation interplanetaren Staubes erscheint nach den Berechnungen von S.P. Wyatt [14], J.P. Lafon [15], J.P. Lafon et al. [16] und T. Mukai [17] unwahrscheinlich. Diese Autoren geben positive Staubkornpotentiale von 2 bis 5 V an, zu wenig für die Fragmentation selbst der porösen Fluffy-Partikel (Radius $> 10 \mu\text{m}$). Nach H. Fechtig et al. [8] lassen sich Mikrometeorit-Schwarmbeobachtungen in Erdnähe möglicherweise durch elektrostatische Fragmentation größerer Mutterteilchen im irdischen Magnetosphärenplasma erklären. J.R. Hill und D.A. Mendis [18] schlagen diesen Mechanismus auch für kometaren Staub vor; ihre Rechnungen weisen - obgleich unter nicht-korrektierter Darstellung der Teilströme für die Aufladung (z.B. falsche Teilchenquerschnitte, keine Sekundärelektronenemission) sowie der Materialspannungen durch die Coulomb-Abstoßung - negative Potentiale und sehr kurze Aufladezeiten bis zum Erreichen des Gleichgewichtspotentials für Teilchen unter 0,1 cm Radius aus.

Unter den in der Literatur diskutierten Prozessen scheint die elektrostatische Aufladung also für die Erklärung der angeführten Staubfragmentationserscheinungen im Kometenschweif beziehungsweise in Erdnähe in Frage zu kommen. Im interplanetaren Raum sollte sie nur bei sehr kleinen Kornradien ($< 10 \mu\text{m}$) von Bedeutung sein.

In Erweiterung und Verbesserung der Ansätze zur Beschreibung der Ladungsströme bei interplanetaren Staubteilchen sollen im folgenden Gleichgewichtspotentiale, Fragmentationspotentiale und -radien sowie Aufladezeiten von Fluffy-Partikel in der Größenordnung $0,1 \mu\text{m}$ bis 1 cm berechnet werden. Die Verbesserungen gegenüber bisherigen Ergebnissen beziehen sich auf die aus der Elektrodynamik abgeleitete Beschreibung von Materialspannungen in geladenen Körpern durch den Maxwell'schen Spannungstensor und die Darstellung der Teilströme für die Aufladung sowie die Abgrenzung ihres Geltungsbereiches. In Erweiterung bisheriger Modelle werden neben den Teilströmen durch das Umgebungsplasma und den Photoeffekt bei Sonneneinstrahlung auch die der Sekundärelektronen, die die Plasmateilchen aus dem Staubkorn herauslösen, in den Rechnungen berücksichtigt. Dabei werden die Fälle thermisches Plasma und monoenergetischer Teilchenparallelstrahl unterschieden. Als Anwendung werden hauptsächlich die Verhältnisse bei Fluffy-Teilchen aus Graphit und Silikat im interplanetaren, im kometen- sowie im erdnahen Raum diskutiert.

A.2. Die Plasma- und Staubverhältnisse im interplanetaren Raum, in Kometen- und in Erdnähe

Unter den Teilströmen, die zur Ausbildung eines elektrostatischen Potentials auf Staubpartikel führen, nimmt der durch das umgebende Plasma eine hervorragende Rolle ein; deshalb sind Kenntnisse über die Dichte sowie die thermische und Driftenergie der Plasmakomponenten für die

"Anwendungsbereiche" interplanetarer Raum, Kometen- und Erdnähe eine notwendige Voraussetzung zu Modellrechnungen. Material, Dichte und Größenverteilung können bei der elektrostatischen Aufladung des Staubes Rückwirkungen auf das Plasma (z.B. Debye-Abschirmung) und auf die "Feinstruktur" der Staubpotentiale (z.B. Material- und Radiusabhängigkeit) haben.

Das interplanetare Plasma, bestehend aus Elektronen, Protonen und α -Teilchen (weitere Ionenkomponenten sind wegen ihrer geringen Dichte nicht von Bedeutung [19]), läßt sich - in 1 AU Sonnenabstand - nach Tab. 1 folgendermaßen charakterisieren:

Elektronen und Protonen haben nahezu gleiche Raumdichten (rund 10 Teilchen/cm³), die α -Teilchen sind um den Faktor 1/100 weniger zahlreich. Das Elektronenplasma läßt sich eher als thermisches Plasma mit einer mittleren Energie um 10 eV, das Protonen- und α -Teilchen-Plasma als mono-energetisches Parallelstrahlplasma mit einer Teilchenenergie von bis zu einigen keV charakterisieren. Die

Tabelle 1 Parameter des interplanetaren Plasmas, gemessen bei 1 AU Sonnenabstand [19]

	Dichte (cm ⁻³)	therm.Energie (eV)	Driftenergie (eV)
Elektronen	9 (1-20)	9 (8-18)	0,5 (0,25-1,6)
Protonen	6 (1-20)	9 (0,8-80)	840 (470-3000)
α -Teilchen	0,3(0,06-1,4)	35	3300

Angegeben sind die Mittelwerte und der Schwankungsbereich (in Klammern)

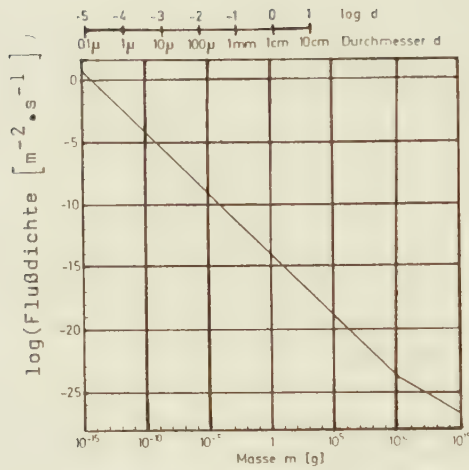


Abb. 3 Flußdichte interplanetarer Staubteilchen in
Erdnähe [2]

Tabelle 2 Anzahlldichte interplanetarer Staubteilchen
bei 1 AU Sonnenabstand [2]

Radius (cm)	Dichte (km^{-3})	Masse (g): $\rho = 1 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$
$5 \cdot 10^{-6}$	10^5	$5 \cdot 10^{-16}$
10^{-5}	10^4	$4 \cdot 10^{-15}$
10^{-4}	10	$4 \cdot 10^{-12}$
10^{-3}	10^{-2}	$4 \cdot 10^{-9}$
10^{-2}	10^{-5}	$4 \cdot 10^{-6}$
10^{-1}	10^{-8}	$4 \cdot 10^{-3}$
1	10^{-11}	4

Tabelle 3 Parameter des kometaeren Plasmas in 1 AU Sonnenabstand

Region	Abstand (km) Kometenkern	Dichte (cm^{-3})	Energie (eV)	Zusammensetzung
interplanet. Raum	$> 2 \cdot 10^5$	1 - 20	e: 9 (TH) p: 840 (ME)	e, p, α
Bow-Shock	$\approx 2 \cdot 10^5$	10 - 30	e: 50 (TH) p: 200 (ME)	e, p, α , I
äußere Koma	$2 \cdot 10^5$ - $2 \cdot 10^4$	30 - 50	25 (TH)	e, p, A, M, I
innere Koma	$< 2 \cdot 10^4$	50 - 10^5	0,1 (TH)	e, p, A, M, I
Plasmaschweif	$2 \cdot 10^4$ - $2 \cdot 10^6$	10 - 10^3	$1 - 10^4$ (TH)	e, p, I

Zeichenerklärung: e = Elektronen A = Atome (H, O, C, N u.v.a.)

p = Protonen M = Moleküle (H_2O , CO_2 , NH_3 , C_2 , C_3 u.v.a.)

α = α -Teilchen I = Ionen (H_2O^+ , OH^+ , O^+ , C^+ , CO^+ u.v.a.)

TH = thermisches Plasma ME = driftendes Plasma

Energie- und Dichteverhältnisse im interplanetaren Plasma variieren nach G.L. Siscoe [19] mit der Aktivität auf der Sonnenoberfläche (z.B. Flares); hiervon sind die Protonen stärker betroffen als die Elektronen.

Die interplanetaren Staubbichten lassen sich aus den bei A. Unsöld [2] gemachten Angaben zur Massenflußdichte von Staubpartikeln in Erdnähe (vgl. Abb. 3) berechnen und sind für verschiedene Teilchenradien in Tab. 2 wiedergegeben. Als mittlere Dichte ergibt sich etwa 10^{-10} Teilchen/cm³.

Das Plasma in Kometennähe bietet wegen der Durchmischung des Sonnenwindes mit der eigentlichen Kometenatmosphäre je nach betrachteter Region unterschiedliche Erscheinungsbilder. Die in Tab. 3 hierzu gemachten Angaben basieren auf Modellrechnungen von W.-H. Ip [20, 21], M.L. Marconi und D.A. Mendis [22] sowie H. K. Schmidt und R. Wegmann [23]. Neben Elektronen sind verschiedene, einfach positiv

Tabelle 4 Staubbichten in der Kometenkoma [24]

Abstand vom Kometenkern (km)	Anzahldichte (cm ⁻³)
$1,3 \cdot 10^5$	$5,0 \cdot 10^{-15}$
10^5	$2,0 \cdot 10^{-12}$
$5,0 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^{-9}$
10^4	$3,0 \cdot 10^{-7}$
$5,0 \cdot 10^2$	$1,3 \cdot 10^{-4}$

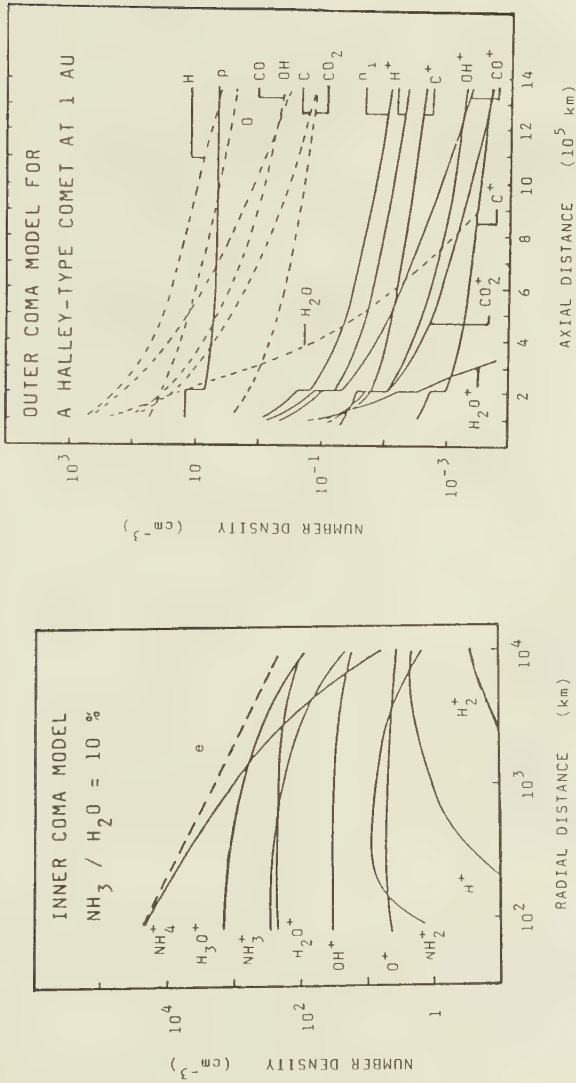


Abb. 4a Molekül-, Ionen- und Elektronendichten in der
 Kometenkoma [20]
 (Abszisse : Abstand vom Kometenkern)

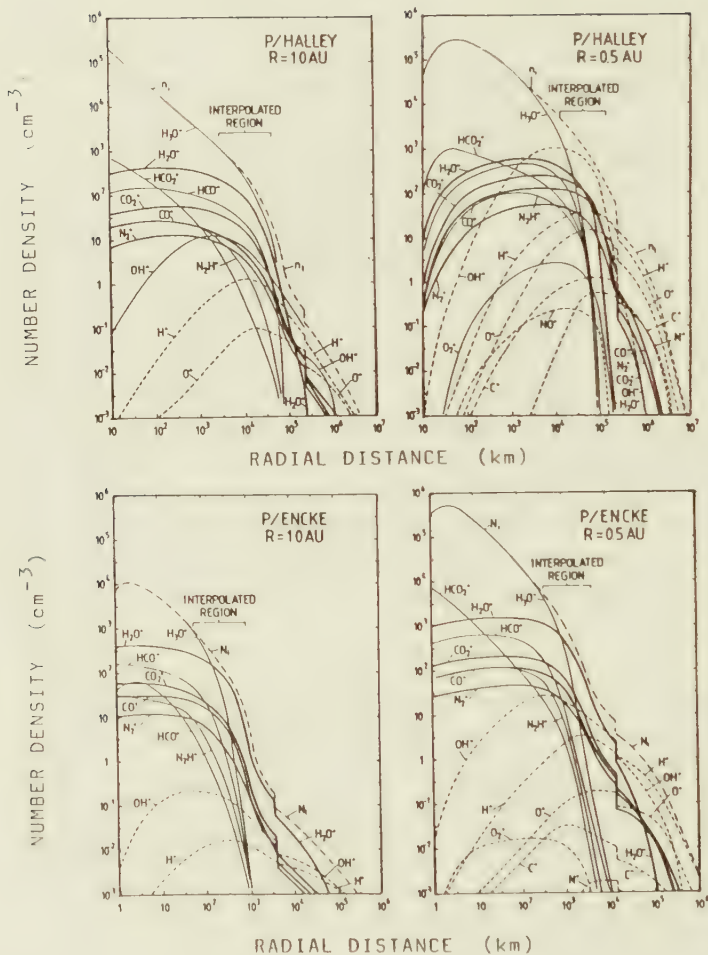


Abb. 4b Ionen- und Elektronendichten in der Kometenkoma Modellrechnungen in Abhängigkeit vom Sonnenabstand [56]
(Abszisse : Abstand vom Kometenkern)

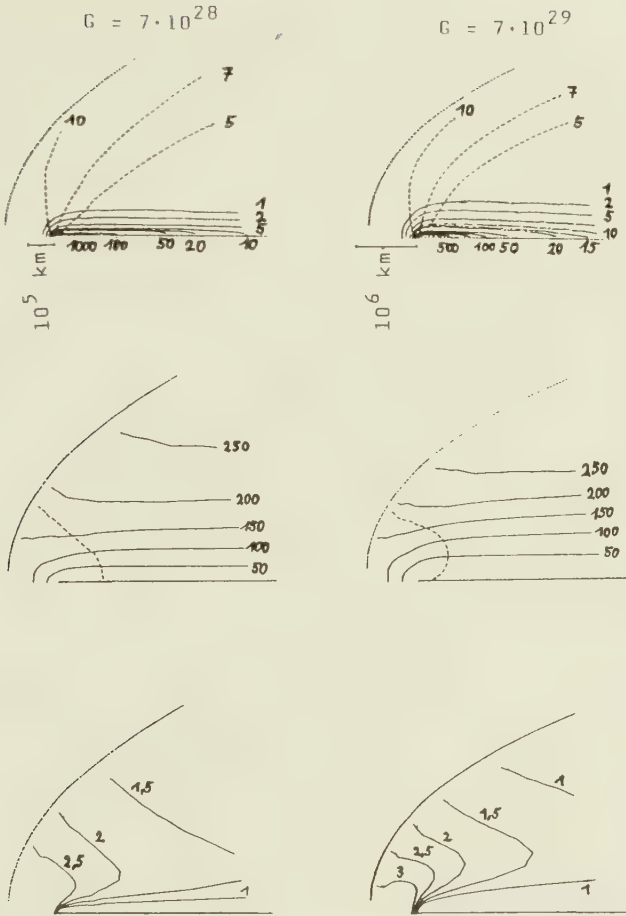


Abb. 4c Dichte, Driftgeschwindigkeit und Temperatur der Ionen und Elektronen im Kometenschweif [23]
oben : Dichte (cm^{-3}), ---- Ionen, ——— Elektronen
Mitte: Driftgeschwindigkeit (km/sec)
unten: Temperatur (10^6 K)
Parameter : Gasproduktionsrate des Kometenkerns G (s^{-1})

geladene Ionen sowie neutrale Atome und Moleküle vorhanden, deren Relativanteile an der Gesamtdichte mit dem Abstand vom Kometenkern stark variieren (vgl. Abb. 4a, b). Die Dichte der Plasmaladungen nimmt von $10\text{--}30\text{ cm}^{-3}$ in der Bow-Shock-Region bis 10^5 cm^{-3} im inneren Komabereich zu. Die Einflüsse des Sonnenabstands sind Abb. 4b gut zu entnehmen. Die in [23] publizierten Ergebnisse zu den Plasmaverhältnissen im Kometenschweif werden in Abb. 4c wiedergegeben. Die Plasmadichten schwanken zwischen 10^3 cm^{-3} unmittelbar hinter dem Kometenkopf und 500 bis 20 cm^{-3} entlang des Plasmaschweifes. Das Ionen- und Elektronenplasma hat überwiegend thermischen Charakter; nach außen ist das Kometenplasma ungeladen.

Die Angaben in Tab. 4 zu den abgeschätzten Staubdichten in der Kometenkoma entstammen den Simulationsrechnungen von R. Hellmich und H.U. Keller [24] zum Vorbeiflug der Giotto-Sonde am Kometen Halley im Jahre 1986; sie schwanken zwischen 10^{-17} Teilchen/ cm^3 am Bow-Shock und 10^{-4} Teilchen/ cm^3 in der inneren Koma.

In der irdischen Magnetosphäre werden nach Abb. 5, entnommen aus G.L. Siscoe [19], an der Shock-Front zwischen Sonnenwind und Erdatmosphäre die Plasmadichten bis um den Faktor 4 erhöht und die Teilchendriftenergie zugunsten ihrer thermischen Energie erniedrigt; dieser Effekt nimmt entlang der Begrenzungsschicht des Plasmaschweifs der Erde ab. Satellitenmessungen beweisen die Existenz energiereicher thermischer Elektronenplasmen in der Erdmagnetosphäre (vgl. Abb. 6, entnommen bei G.L. Siscoe [19]). Die Raumdichte des Staubes ist von der Größenordnung des interplanetaren Staubes bei 1 AU Sonnenabstand.

Wegen des kometaren Ursprungs der Staubteilchen im Sonnensystem läßt sich auf Grund der in der Hochatmosphäre der Erde aufgesammelten interplanetaren Schwebeteilchen auf die Beschaffenheit des Kometenstaubes schließen. Es handelt sich dabei zum einen um sehr locker zusammenge-

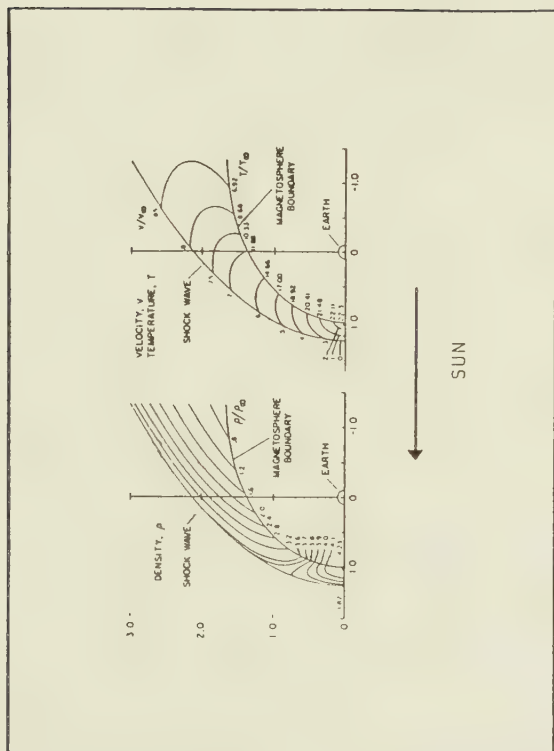


Abb. 5 Dichte- und Energieverhältnisse in der irdische
 Magnetosphäre [19]
 (∞ = interplanetarer Raum in 1 AU Sonnenabstand)

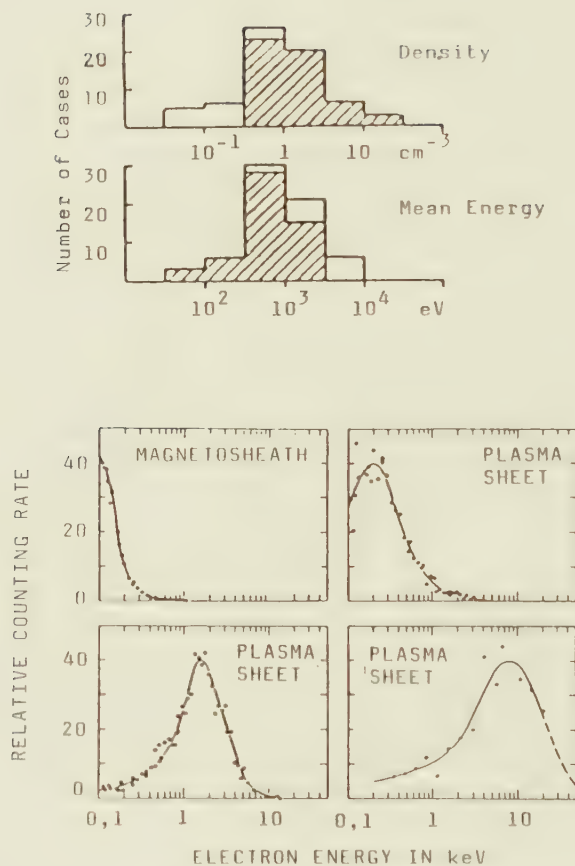


Abb. 6 Satellitenmessungen der Dichte und Energie von Elektronen in der Erdmagnetosphäre [19]
oben : Dichte und Energie, gemessen von OGO 1+3
unten : Energie, gemessen von VELA 2+3

fügte Fluffy-Komplexe mit Materialdichten um 1 g/cm^3 (vgl. Abb. 10, entnommen bei P. Fraundorf et al. [25]), bestehend aus kugeligen silikat- bzw. graphithaltigen Brownlee-Teilchen mit Radien um $0,1 \mu\text{m}$. Das Vorhandensein solcher Materialien im Kometenstaub wird durch IR-Beobachtungen gestützt (vgl. E.P. Ney [26]). Zum anderen sollten relativ stabile Staubpartikel aus Eisen oder anderen Metallen beigemischt sein. Die Größenverteilung $n(r)$ wird für kometare Staubpartikel nach H. Campins und M.S. Hanner [27] wie folgt approximiert:

$$(A.1) \quad n(r) = \begin{cases} 0 & 2rg < 0,9 \cdot 10^{-4} \\ \frac{0,69(2rg - 0,9 \cdot 10^{-4})}{(2rg)^5} & \text{für } \begin{cases} 0,9 \cdot 10^{-4} \leq 2rg \\ \leq 2,6 \cdot 10^{-4} \end{cases} \\ 0,08656 (2rg)^{-4,2} & 2rg > 2,6 \cdot 10^{-4} \end{cases}$$

mit

r = Teilchenradius in cm,

ρ = Teilchenmaterialdichte in g/cm^3 .

Diese Verteilung beruht vor allem auf Analysen der Staubdynamik im Kometenschweif.

A.3. Auswirkungen von geladenen Staubteilchen auf das Plasma und auf die Staubdynamik

Bei der Anwendung der in Kapitel D dargestellten Plasmaströme für die Berechnung des Gleichgewichtspotentials interplanetarer und kometarer Staubteilchen müssen bestimmte Voraussetzungen erfüllt sein; dies gilt insbesondere für die - meist stillschweigend gemachte - Annahme, daß das Plasma in der Umgebung eines Staubteilchens nicht durch die Ladungen benachbarter Körper beeinflusst wird. D.h., die geladenen Staubpartikel müssen durch das Plasma voneinander gut abgeschirmt sein.

Zur Ableitung eines Kriteriums für diese Abschirmbedingung

bedient man sich des Vergleichs der Plasma-Debyelänge d mit dem mittleren Staubeilchenabstand a . Es gilt:

$$(A.2) \quad d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 E_p}{q^2 N_p}} \quad (\text{vgl. [28]}),$$

$$(A.3) \quad \alpha \approx \frac{1}{\sqrt[3]{N_D}}$$

mit

ϵ_0 = Dielektrizitätskonstante,
 q = Ladung der Plasmateilchen,
 E_p = thermische Plasmaenergie,

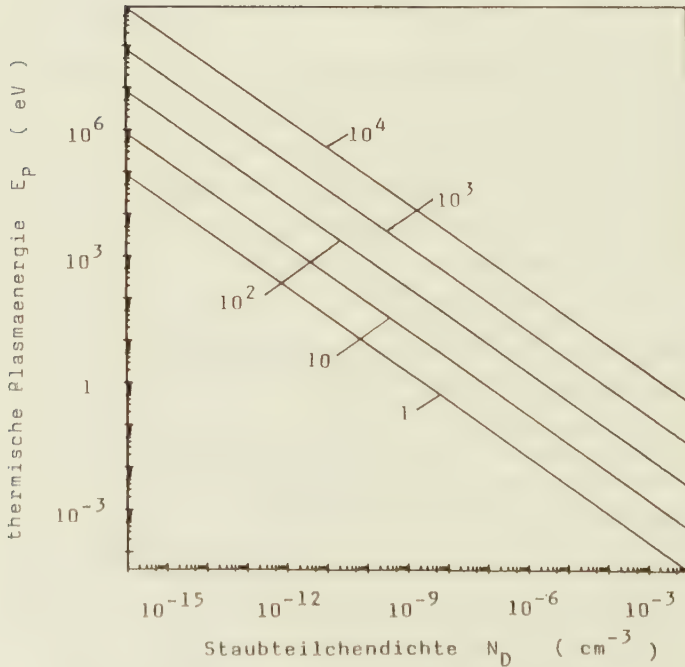


Abb. 7 Thermische Plasmaenergien bei der Debye-Abschirmung geladener Staubeilchen

Parameter : Plasmadichte N_p (cm^{-3})

$$\begin{aligned} N_p &= \text{Plasmadichte,} \\ N_D &= \text{Staubteilchendichte.} \end{aligned}$$

Die Debyelänge ist ein Maß für die Abschirmung eingebetteter Ladungen durch ein thermisches Plasma.

Die Abschirmung benachbarter geladener Staubteilchen gelte als erfüllt, wenn gilt:

$$(A.4.a) \quad a > d \quad \text{oder}$$

$$(A.4.b) \quad E_p < \frac{q^2}{\epsilon_0} \frac{N_p}{N_0^{2/3}} .$$

Abb. 7 veranschaulicht die Ungleichung (A.4.b). In Verbindung mit den in den Tabellen 1 bis 4 gemachten Angaben zur Staub- und Plasmadichte sowie zur Plasmaenergie läßt sich feststellen, daß die Abschirmungsbedingung (A.4) im kometaren und interplanetaren Plasma sowie in der Erdmagnetosphäre erfüllt ist. Dies bedeutet zugleich, daß eine kollektive Bewegung der Staubteilchen infolge elektrostatischer Wechselwirkung untereinander unwahrscheinlich ist.

B. Materialfestigkeit und Zugspannung in elektrisch geladenen Körpern

B.1. Materialfestigkeit

Der einfallende Plasmateilchenstrom und der Photostrom unter Sonneneinstrahlung sowie weitere Teilströme (z.B. durch Sekundärelektronenemission) laden das Staubmaterial auf; die gleichnamigen Ladungen, die sich auf der Oberfläche (Leiter) bzw. auch im Staubkorn selbst (Dielektrikum) ansammeln, bewirken durch gegenseitige Coulomb-Abstoßung Zugspannungen im Material. Der Körper verformt sich.

Zunächst ist diese Verformung ℓ der Zugspannung σ bis zur Material spezifischen Proportionalitätsgrenze σ_p direkt proportional (vgl. die schematisierte Darstellung eines Dehnungsdiagramms in Abb. 8), danach erfolgt ein nicht-



Abb. 8 Materialdehnungsdiagramm (schematisch)

linearer Anstieg bis zur sogenannten Streckgrenze σ_s , bei der Verformung ohne Zugerhöhung eintritt (bei einigen Stoffen fehlt diese Streckgrenze). Daran schließt sich der Verformungsbereich bis zur Bruchlast σ_B an, der höchsten vom Material getragenen Last. Beim Materialbruch selbst geht mit der Materialabschnürung an der schwächsten Stelle eine Abnahme der Zugspannung bis zur Zerreißlast σ_z einher.

Das Erreichen der Bruchlast σ_B signalisiert die Überwindung der Bindungskräfte im Material durch die Zugkräfte. In Tabelle 5 sind Bruchlastwerte σ_B für einige Materialien angegeben. Der im Vergleich zu den anderen Materialien niedrige Bruchlastwert für Fluffy-Partikel läßt leichtes Brechen und Fragmentieren dieser Staubeilchen erwarten; es sei jedoch angemerkt, daß der angegebene Wertebereich nicht auf Labormessungen beruht, sondern unter Hinweis auf den sehr porösen Charakter der Fluffy-Teilchen abgeschätzt ist [32].

Tabelle 5 Bruchlasten σ_B verschiedener Materialien

Material	Bruchlast σ_B (dyn/cm ²)
Eisen	$1,5-40 \cdot 10^9$
Granit	$2 \cdot 10^8$
Glas	10^7-10^8
Fluffy	10^3-10^5

[29, 30]

[32]

B.2. Materialspannungen durch Coulomb-Abstoßung in geladenen Körpern

B.2.1. Zugspannungen in geladenen Körpern

Im Feldformalismus der Elektrodynamik werden die von den elektromagnetischen Feldern in jedem Raumpunkt ausgeübten Spanningskräfte dargestellt durch den Maxwell'schen Spannungstensor $\underline{\underline{T}}$; zur Berechnung von $\underline{\underline{T}}$ für einen bestimmten Raumpunkt werden die Feldgrößen $\underline{E}$ (elektrische Feldstärke) und $\underline{D}$ (elektrische Verschiebung) sowie $\underline{H}$ (magnetische Feldstärke) und $\underline{B}$ (magnetische Induktion) in diesem Punkt herangezogen. Bei der Einschränkung auf elektrostatische Randbedingung (ohne Magnetfeld!) lautet $\underline{\underline{T}}$ für ein kartesisches Koordinatensystem (ϵ_0 = Dielektrizitätskonstante):

$$(B.1.a) \quad \underline{\underline{T}} = \begin{pmatrix} E_x D_x - \frac{1}{2} \underline{E} \cdot \underline{D} & E_x D_y & E_x D_z \\ E_y D_x & E_y D_y - \frac{1}{2} \underline{E} \cdot \underline{D} & E_y D_z \\ E_z D_x & E_z D_y & E_z D_z - \frac{1}{2} \underline{E} \cdot \underline{D} \end{pmatrix}.$$

Speziell im Vakuum gilt:

$$(B.1.b) \quad \underline{\underline{T}} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} E_x^2 - \frac{1}{2} E^2 & E_x E_y & E_x E_z \\ E_x E_y & E_y^2 - \frac{1}{2} E^2 & E_y E_z \\ E_x E_z & E_y E_z & E_z^2 - \frac{1}{2} E^2 \end{pmatrix};$$

das durch $\underline{\underline{T}}$ beschriebene Spannungsfeld bewirkt auf ein Flächenelement $d\mathbf{f}$ folgende Zugkraft $d\mathbf{K}$ (Vakuumbedingungen, z-Richtung gegeben durch Normale $\underline{u}$ des Flächenelements $d\mathbf{f}$, Winkel zwischen $\underline{u}$ und $\underline{E}$ sei ϑ):

$$(B.2.a) \quad d\mathbf{f} = df \cdot \underline{u} = df \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

$$(B.2.b) \quad \underline{E} = E \begin{pmatrix} \sin \vartheta \\ 0 \\ \cos \vartheta \end{pmatrix},$$

$$(B.2.c) \quad \underline{T} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \begin{pmatrix} -\cos 2\vartheta & 0 & \sin 2\vartheta \\ 0 & -1 & 0 \\ \sin 2\vartheta & 0 & \cos 2\vartheta \end{pmatrix},$$

$$(B.2.d) \quad \underline{dK} = \underline{T} \cdot \underline{df} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 df \begin{pmatrix} \sin 2\vartheta \\ 0 \\ \cos 2\vartheta \end{pmatrix}.$$

Steht $\underline{E}$ senkrecht ($\vartheta = 0$) auf $\underline{df}$, so unterliegt das Flächenelement einer reinen Zugspannung (in Richtung der Flächennormalen $\underline{u}$); der Betrag von $\underline{dK}$ ist unabhängig von der Richtung des E-Feldvektors:

$$(B.2.e) \quad |\underline{dK}| = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 df.$$

Bei Leiteroberflächen definiert man wegen des unstetigen Übergangs der Feldstärke $\underline{E}$ vom Innenraum zum Außenraum (z.B. dem Vakuum) die Kraft $\underline{dK}$ für ein infinitesimal kleines, zylinderförmiges Volumenelement mit einer Deckfläche ($\underline{df}_i = -df\underline{u}$) im Leiter ($\underline{E}_i = 0$) und der anderen ($\underline{df}_a = df\underline{u}$) im Außenraum ($\underline{E}_a = \underline{E}$); da der Beitrag der Mantelfläche zu $\underline{dK}$ von höherer Ordnung klein ist (wegen der infinitesimalen Zylinderhöhe), errechnet sich $\underline{dK}$ als Summe der Teilkräfte auf die Flächen im Innen- und im Außenraum:

$$(B.3) \quad \underline{dK} = \underbrace{\int \underline{T} \cdot \underline{df}}_{\substack{\text{Oberfläche} \\ \text{des Zylinders}}} = \underbrace{\int \underline{T} \cdot \underline{df}}_{\text{Innenraum}} + \underbrace{\int \underline{T} \cdot \underline{df}}_{\text{Außenraum}} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \underline{u}.$$

Im Teilchenbild der Elektrodynamik wird einer Ladung q_n am Orte $\underline{r}_n$ die potentielle (elektrostatische) Energie W_n

$$(B.4.a) \quad W_n = q_n \varphi(\underline{r}_n)$$

im Feld des Potentials $\varphi(\underline{r}_n)$ mit

$$(B.4.b) \quad \varphi(\underline{r}_n) = \sum_{j=1}^{n-1} \frac{q_j}{4\pi\epsilon_0 |\underline{r}_n - \underline{r}_j|}$$

der $n-1$ Ladungen q_j an den Raumpunkten $\underline{r}_j$ zugewiesen; damit ist W_n :

$$(B.4.c) \quad W_n = q_n \sum_{j=1}^{n-1} \frac{q_j}{4\pi\epsilon_0 |\underline{r}_n - \underline{r}_j|}.$$

Die Gesamtenergie W des Systems der n Ladungen, die alle gegenseitig elektrostatische Kräfte aufeinander ausüben, ergibt sich für eine Konfiguration, gegeben durch Ortsvektoren $\underline{r}_i$, zu:

$$(B.5) \quad \begin{aligned} W &= \sum_{i=1}^n W_i = \sum_{i=1}^n \sum_{j < i} \frac{q_i q_j}{4\pi\epsilon_0 |\underline{r}_i - \underline{r}_j|} \\ &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \frac{q_i q_j}{4\pi\epsilon_0 |\underline{r}_i - \underline{r}_j|}. \end{aligned}$$

Für eine kontinuierliche Ladungsverteilung $\varrho(\underline{r})$ schreibt sich W in der Form:

$$(B.6.a) \quad W = \frac{1}{2} \iint \frac{\varrho(\underline{r}) \varrho(\underline{r}')}{4\pi\epsilon_0 |\underline{r} - \underline{r}'|} dV_r dV_{r'} = \frac{1}{2} \int \varrho(\underline{r}) \varphi(\underline{r}) dV_r;$$

hierbei bezeichnen dV_r und $dV_{r'}$, Volumenelemente; das Potential $\varphi(\underline{r})$ ist mit

$$(B.6.b) \quad \varphi(\underline{r}) = \int \frac{\varrho(\underline{r}')}{4\pi\epsilon_0 |\underline{r} - \underline{r}'|} dV_{r'},$$

wie aus der Elektrostatik bekannt, einzusetzen.

Die Übereinstimmung zwischen Teilchenbild und Feldformalismus läßt sich leicht für den Fall einer isolierten, elektrisch leitenden, geladenen Kugel zeigen. Durch die abstoßenden Coulomb-Kräfte der Ladungen auf der Kugeloberfläche dehnt sich diese um ein infinitesimal kleines Stück aus, der Kugelradius r wird also um δr größer. Der Energiebetrag δW_r , der durch den Verlust an potentieller Energie dabei frei wird, entspricht der Arbeit, die die Zugkräfte gegen die Materialbindungskräfte aufbringen müssen; diese wiederum sind entgegengesetzt gleich den abstoßenden Coulomb-Kräften. Die Gesamtladung Q auf der Kugeloberfläche bleibt unverändert ($\delta Q = 0$). Die potentielle Energie W der Kugel vor der Ausdehnung ist ($\varphi(r)$ = Potential auf der Oberfläche):

$$(B.7) \quad W = \frac{1}{2} Q \varphi(r) ;$$

für δW_r ergibt sich nun:

$$(B.8) \quad \delta W_r = -\frac{1}{2} \delta(Q \varphi(r)) = -\frac{1}{2} Q \delta \varphi(r)$$

und wegen

$$(B.9.a) \quad \delta \varphi(r) = \frac{\partial \varphi(r)}{\partial r} \delta r ,$$

$$(B.9.b) \quad \varphi(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} ,$$

$$(B.9.c) \quad \underline{E}(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{r}{r}$$

weiterhin

$$(B.10) \quad \begin{aligned} \delta W_r &= -\frac{1}{2} Q \frac{\partial \varphi(r)}{\partial r} \delta r = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \delta r \\ &= \underline{K_r} \delta r = K_r \delta r . \end{aligned}$$

$\underline{K}_r$ ist die Kraft, die durch Coulomb-Abstoßung auf die gesamte Kugeloberfläche ausgeübt wird. Da die Kraft auf gleich große, geladene Oberflächenelemente betragsmäßig identisch ist, läßt sich die Zugspannung $\mathfrak{S}_c$ an der Kugeloberfläche berechnen:

$$(B.11) \quad \mathfrak{S}_c = \frac{K_r}{4\pi r^2} = \frac{1}{2\epsilon_0} \frac{Q^2}{(4\pi r^2)^2} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \underline{E}^2(r).$$

$\mathfrak{S}_c$ ist radial gerichtet, wodurch die Übereinstimmung mit der Beschreibung des Problems durch den Maxwell'schen Spannungstensor hergestellt ist.

Es sei angemerkt, daß der Ausdruck (B.11) für die Zugspannung auf die Oberfläche einer geladenen, leitenden Kugel von dem von Upik 1956 in [31] angegebenen um den Faktor $^{1/2}$ abweicht. Dies beruht darauf, daß Upik in seinem Modell nicht berücksichtigt, daß die Ladungen, welche die Spannung verspüren, zugleich das diese vermittelnde elektrische Feld erzeugen (vgl. Faktor $^{1/2}$ in (B.5)). Die Upik'sche Formel wird auch bei anderen Autoren zur Berechnung des elektrostatischen Fragmentationspotentials einer Kugel herangezogen [32,8].

B.2.2 Zugspannungen im geladenen Dielektrikum

Für die Berechnung der Spannungskräfte auf eine Ladung im Vakuum oder auf einer Leiteroberfläche genügt die Kenntnis des elektrischen Feldes $\underline{E}$ am Ort der Ladung; im Dielektrikum ist auch die der dielektrischen Verschiebung $\underline{D}$ nötig. Allgemein sind $\underline{E}$ und $\underline{D}$ durch die elektrische Polarisierung $\underline{P}$, ein Maß für die Ladungsverschiebungen im Material unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes, miteinander verknüpft:

$$(B.12) \quad \underline{D} = \epsilon_0 \underline{E} + \underline{P}.$$

Bei normalen Dielektrika sind $\underline{E}$ und $\underline{D}$ zueinander proportional:

$$(B.13) \quad \underline{D} = \epsilon \epsilon_0 \underline{E};$$

ϵ heißt Dielektrizitätszahl des Materials. Eine Aufstellung von Dielektrizitätszahlen ϵ für verschiedene Stoffe bietet Tabelle 6.

Tabelle 6 Dielektrizitätszahlen ϵ verschiedener Stoffe [29,30]

Material	Dielektrizitätszahl ϵ
Luft	1,00059
Wasser	80
Glas	5-7
Holz	3-3,5

Aus den Maxwell-Gleichungen der Elektrostatik folgt für homogene Dielektrika:

$$(B.14.a) \quad \operatorname{div} \underline{D} = \epsilon \epsilon_0 \operatorname{div} \underline{E} = \rho$$

und

$$(B.14.b) \quad \operatorname{rot} \underline{E} = 0.$$

In diesem Falle lassen sich alle Berechnungen zu Potential, elektrischer Feldstärke und Maxwell'schen Spannungstensor einer Ladungsverteilung im Vakuum auf die für die identische Ladungsverteilung im Dielektrikum übertragen, wenn man folgende Transformationen durchführt:

$$(B.15.a) \quad \varphi_{\text{Dielektrikum}} = \frac{1}{\epsilon} \varphi_{\text{Vakuum}},$$

$$(B.15.b) \quad E_{\text{Dielektrikum}} = \frac{1}{\epsilon} E_{\text{Vakuum}},$$

$$(B.15.c) \quad T_{\text{Dielektrikum}} = \frac{1}{\epsilon} T_{\text{Vakuum}}.$$

B.3. Zusammenhang zwischen Bruchlast und elektrostatischer Materialspannung in geladenen Körpern

Übersteigen in geladenen Körpern die Zugkräfte durch Coulomb-Abstoßung die Material spezifischen Bindungskräfte, so kommt es zur Fragmentation des geladenen Körpers; nach Kapitel B.1. setzt die Fragmentation beim Erreichen der Bruchlast $\mathcal{G}_B$ ein. Dabei kann es je nach Material- und Körperstruktur zu einer globalen - den Körper als Ganzes betreffenden - oder lokalen - nur einen bestimmten Teil des Körpers betreffenden - Fragmentation kommen. Der Betrag der elektrostatischen Materialspannungen $\mathcal{G}_c$ auf ein Flächenelement df ist nach (B.2.d) unter Berücksichtigung dielektrischer Eigenschaften (Dielektrizitätszahl ϵ)

$$(B.16) \quad \mathcal{G}_c = \frac{dK}{df} = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0}{\epsilon} E^2,$$

wobei E der Betrag der elektrischen Feldstärke am Ort von df im Vakuum ist. Die Fragmentationsbedingung lautet somit :

$$(B.17) \quad \mathcal{G}_c = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0}{\epsilon} E^2 \geq \mathcal{G}_B.$$

Als kritische Feldstärke E_B wird die Vakuum-Feldstärke E definiert, für die die Fragmentation gerade einsetzt:

$$(B.18) \quad E_B = \sqrt{\frac{2\epsilon \mathcal{G}_B}{\epsilon_0}};$$

Abb. 9 veranschaulicht den Zusammenhang zwischen kriti-

scher Feldstärke E_B und Bruchlast $\mathfrak{G}_B$. Während die sehr stabilen ($\mathfrak{G}_B > 10^7 \text{ dyn/cm}^2$) Materialien aus Tabelle 5 kritische Feldstärken E_B von mehr als 10^9 V/m zur Fragmentation benötigen, zerbrechen Fluffy-Teilchen bereits unterhalb von 10^8 V/m ; die Fragmente eines Fluffy-Teilchens sind in den zahlreichen Materialkörnern mit $1/10 \mu\text{m}$ Radius zu sehen, aus denen sich das Fluffy zusammensetzt (vgl. Abb. 10). Diese Körner ihrerseits haben deutlich höhere Bruchlasten als das Konglomeratteilchen; deswegen sind sie bei Feldstärken unter 10^8 V/m stabil. Bei einer Kugel (Radius r) mit homogen geladener Oberfläche (Gesamtladung Q) gilt wegen

$$(B.19.a) \quad E = \begin{cases} 0 & r' < r \\ \frac{Q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r'^2} & \text{für } r' = r \end{cases}$$

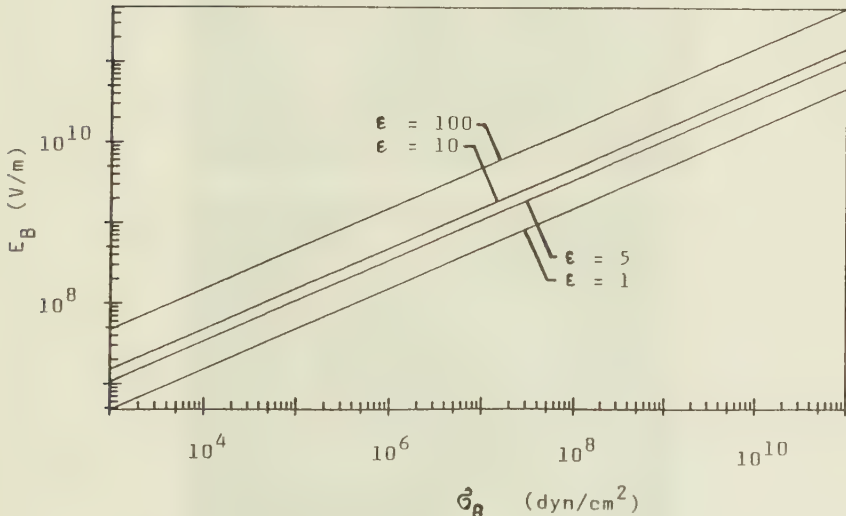


Abb. 9 Zusammenhang zwischen Bruchlast $\mathfrak{G}_B$ und kritischer Feldstärke E_B
Parameter : Dielektrizitätszahl ϵ

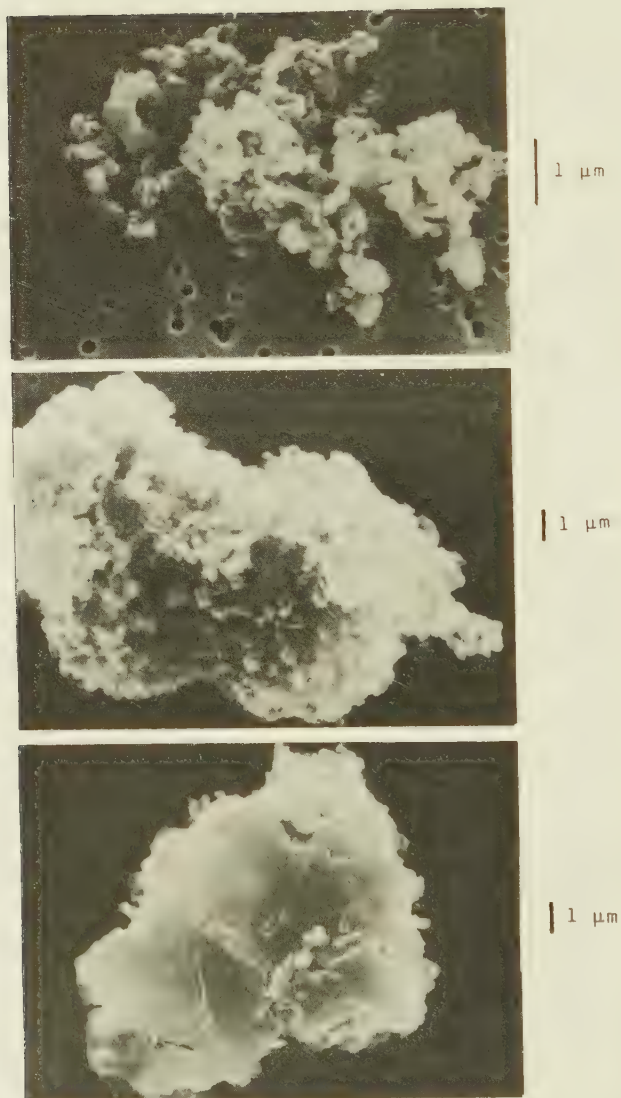


Abb. 10 Beispiele für Fluffy-Teilchen [25]

für die elektrostatische Materialspannung σ_c im Inneren:

$$(B.19.b) \quad \sigma_c = \begin{cases} 0 & r' < r \\ \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \left(\frac{\varphi(r'=r)}{r} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \frac{Q^2}{(4\pi\epsilon_0 r^2)^2} & \text{für } r' = r \end{cases}$$

wobei $\varphi(r'=r)$ das Potential an der Kugeloberfläche angibt.
Entsprechend findet man für eine homogen geladene Vollkugel (Radius r , Gesamtladung Q) im Inneren ($r' \leq r$)

$$(B.20.a) \quad \underline{E} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \frac{r'}{r}$$

und

$$(B.20.b) \quad \sigma_c = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \left(\frac{\varphi(r'=r)}{r} \right)^2 \left(\frac{r'}{r} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \frac{Q^2}{(4\pi\epsilon_0 r^2)^2} \left(\frac{r'}{r} \right)^2,$$

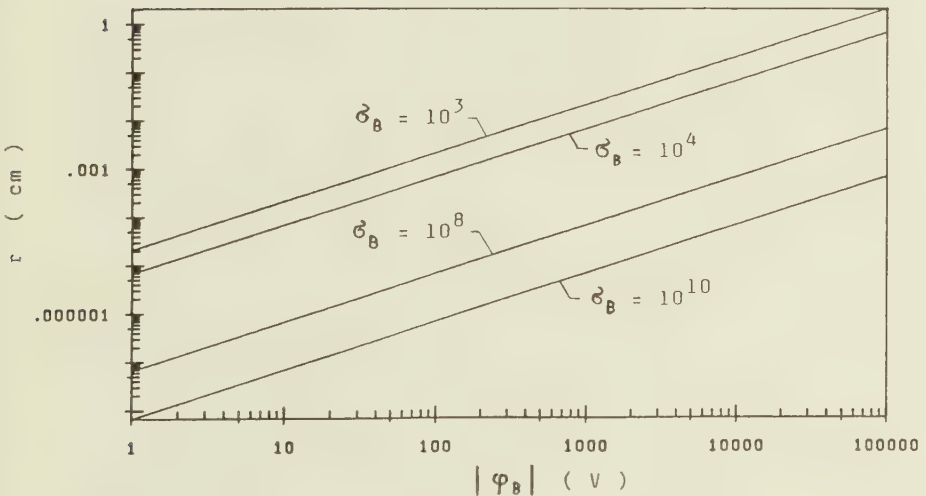


Abb. 11 Abhängigkeit des kritischen Potentials φ_B vom Kugelradius r (für $\epsilon = 1$)
Parameter : Bruchlast σ_B (dyn/cm²)

d.h. in beiden Fällen ist die Materialspannung durch Coulomb-Abstoßung an der Kugeloberfläche maximal. Im Fragmentationsfall herrscht dann das kritische Potential φ_B

$$(B.21) \quad \varphi_B = r \sqrt{\frac{2\varepsilon}{\varepsilon_0} \sigma_B} \quad (\text{im Vakuum})$$

an der Kugeloberfläche. Abb. 11 zeigt die Beziehung (B.21) für verschiedene Bruchlast-Parameter σ_B (Dielektizitätszahl $\varepsilon = 1$). Daraus ergibt sich, daß Fluffy-Teilchenkugeln im μm -Radiusbereich bereits bei Oberflächenpotentialen von 5 bis 10 V fragmentieren, während ihre Einzelbausteine stabil bleiben. Ab 1000 V Oberflächenpotential zerbrechen auch Fluffys mit 10^{-2} cm Radius.

C. Ladungsströme auf Staubteilchen in Kometen- und Erd- nähe sowie im interplanetaren Raum

C.1. Die Ladungsströme im Überblick

Der im Kapitel B abgeleitete Ausdruck (B.16) für die Materialspannungen in geladenen Körpern infolge Coulomb-Abstoßung enthält als Hauptbestimmungsgröße die elektrische Feldstärke, die im Material herrscht; diese Feldstärke wird erzeugt von Ladungen, deren Anzahl durch die physikalischen Verhältnisse der Umgebung, in der sich das Staubkorn bewegt, sowie durch die Materialeigenschaften des Staubes selbst bestimmt wird. Die Staubteilchen sind Konglomeratkomplexe, aufgebaut aus mehreren 100 bis 1000 silikathaltigen bzw. graphitartigen Teilchen. Die physikalischen Verhältnisse im interplanetaren Raum werden dominiert durch die Licht- und Teilchenstrahlung (Sonnenwind) der Sonne; in Kometennähe kommt das Gas von Koma und Schweif hinzu. Folgende Teilströme, die zur Aufladung des Staubmaterials beitragen können, sind anzuführen:

- Ladungsstrom durch geladene Plasmateilchen,
- Ladungsstrom durch Sekundärelektronenemission des Staubmaterials infolge auftreffender Plasmateilchen,
- Ladungsstrom durch Ionen-Sputtering des Staubmaterials infolge auftreffender Plasmateilchen,
- Ladungsstrom durch Photoeffekt im Staubmaterial bei Bestrahlung mit Sonnenlicht,
- Ladungsstrom durch thermische Emission,
- Ladungsstrom durch Feldemission.

Die ersten 3 Teilströme sind eng verknüpft mit den Plasma-verhältnissen in der Umgebung des Staubes, die beiden nächsten mit dem Strahlungsspektrum der Sonne; bei allen 5 Teilströmen sind zusätzlich Materialeigenschaften von Bedeutung. Ausschließlich von Materialeigenschaften bestimmt ist der Feldemissionsstrom; er kann jedoch erst einsetzen - im

Gegensatz zu den anderen Teilströmen -, wenn an der Staubkornoberfläche bereits genügend starke Felder erreicht sind.

Einen groben Überblick über die Beträge der einzelnen Teilströme für Staub innerhalb von 1 AU Abstand von der Sonne vermittelt Tabelle 7.

Tabelle 7 Überblick über die Ladungsströme auf Staubteilchen

Ladungsstrom durch	Stromdichte ($ e / \text{cm}^2 \cdot \text{s}$)
geladene Plasmateilchen	$10^7 - 10^{15}$
Sekundärelektronen	$10^7 - 10^{15}$
Ionen-Sputtering	$10^3 - 10^{11}$
Photoelektronen	$10^7 (3 \text{ AU}) - 10^{12} (0,1 \text{ AU})$
thermische Emission	$\approx 0 (250 \text{ K}) - 10^5 (1000 \text{ K})$
Feldemission	$\approx 0 (10^8 \text{ V/m}) - 10^9 (10^9 \text{ V/m})$

(Randbedingungen des interplanetaren, kometen- und erdnahen Raums)

Von den Ladungsströmen, die durch das Plasma bedingt sind, ist der durch Ionen-Sputtering (vgl. auch Kapitel E.3) der unbedeutendste, da sein Betrag bei gegebenen Plasmaverhältnissen um den Faktor 10^{-4} kleiner ist als der der anderen Plasmaströme. Hinsichtlich der genauen Berechnung der Plasmateilströme sei auf die Kapitel D für Plasmateilchenstrom bzw. E für Sekundärelektronenemission und Ionen-Sputtering verwiesen. Ebenfalls ist der Ladungsstrom durch thermische Emission, abgeschätzt mittels der Richardson-Dushman-Gleichung [33] :

$$(C.1) \quad j_{TS} = C_{TS} T^2 e^{-W/kT}$$

- mit j_{TS} = Stromdichte bei thermischer Elektronenemission,
 T = Temperatur des Staubmaterials,
 C_{TS} = Thermostromkonstante ($C_{TS} = 120 \text{ A/cm}^2 \text{K}^2$),
 W = Elektronenaustrittsarbeit des Materials ($W \approx 5 - 10 \text{ eV}$),
 k = Boltzmannkonstante

wegen seiner geringen Stromdichte für Staubteilchentemperaturen unter 1000 K, wie sie zwischen 0,1 und 1 AU Sonnenabstand angegeben werden [34], vernachlässigbar. Die Stromdichte der Feldemission ist für zwei Feldstärken nach der Fowler-Nordheim-Gleichung [33] ermittelt worden:

$$(C.2) \quad j_{FE} = C_{FE} \frac{E^2}{W} e^{-\psi \frac{W^{3/2}}{E}}$$

- E = Feldstärke an der Oberfläche,
 W = Elektronenaustrittsarbeit des Materials ($W \approx 5 - 10 \text{ eV}$),
 $C_{FE} = \frac{|e|^3}{8\pi h}$ (h = Planck'sche Konstante),

$$\psi \approx 0,2 \cdot 2\pi \frac{\sqrt{2 m_e}}{|e| h} \quad (m_e = \text{Elektronenmasse}).$$

Sie wird erst bei Feldstärken größer als 10^9 V/m gut wirksam; derartige Feldstärken können sich jedoch nicht auf den Fluffy-Teilchen ausbilden, da diese bereits bei Werten unter 10^8 V/m zerplatzen (vgl. Abb. 9). Damit darf man für die Betrachtung der Fragmentation von Fluffy-Partikel durch elektrostatische Aufladung den Feldemissionsstrom außer Acht lassen. Dies gilt jedoch nicht für die Bausteine der Fluffy-Teilchen sowie andere Staubmaterialien, die auf Grund ihrer um den Faktor 10^4 höheren Bruchlasten bei derartig großen Feldstärken noch stabil sind.

Die Vorüberlegungen zeigen, daß man für die modellmäßige
Behandlung der Fragmentation von Fluffy-Teilchen durch
elektrostatische Aufladung nur die Teilströme durch
geladene Plasmateilchen,
Sekundärelektronenemission und
Photoeffekt
zu berücksichtigen hat.

D. Der Teilstrom der auf eine Kugel einfallenden, geladenen Plasmateilchen

Die tatsächlichen Plasmaverhältnisse in Kometen- und Erdnähe bzw. im interplanetaren Raum werden - da sie zum einen sehr komplex, zum anderen noch nicht genau erforscht sind - durch vereinfachte Modellannahmen approximiert. So werden bei der Berechnung der Teilströme geladener Plasmateilchen auf Staubpartikel 2 plasmaphysikalische Grenzfälle betrachtet, die die Verhältnisse in den oben angesprochenen Plasmen modellmäßig hinreichend gut wiedergeben (vgl. Kapitel A.2); die beiden Grenzfälle sind:

- der monoenergetische Plasmastrahl und
- das thermalisierte Plasma.

Die Staubteilchen sollen trotz ihrer Vielgestaltigkeit (vgl. Abb. 10) für die Modellrechnungen als ideale Kugeln angesehen werden; das Potential in der Umgebung eines geladenen Staubteilchens sei durch das Coulomb-Gesetz gut angenähert.

D.1. Grenzfall: Monoenergetischer Plasmastrahl

Ein monoenergetischer Plasmastrahl geladener Teilchen trifft auf eine Kugel und lädt diese auf. Die elektrostatische Wechselwirkung zwischen der Kugel mit der Gesamtladung Q und einem Plasmateilchen mit der Ladung q wird beschrieben durch das Coulomb-Potential:

$$(D.1) \quad V(r') = - \frac{\gamma}{r'}$$

$$\text{mit} \quad \gamma = - \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0},$$

ϵ_0 = Dielektrizitätskonstante,

r' = Abstand Plasmateilchen - Kugelmittelpunkt;

dies setzt voraus, daß die auf der Kugeloberfläche wegen der vorgegebenen Flußrichtung des Plasmastrahls anisotrop eintreffenden Ladungen gleichmäßig verteilt werden - z.B. durch elektrische Leitung oder infolge der Rotation der Staubkugel. Die Zeitskala für diese Verteilung muß im Vergleich zur Aufladezeit des Staubkorns im Plasma sehr kurz sein. Weiterhin soll in großer Entfernung vom Staubteilchen (im Vergleich zu dessen Durchmesser) die Flußdichte im Plasmastrahl über eine sehr große Fläche (im Vergleich zum Querschnitt der Staubkugel) homogen sein. Die Wechselwirkung der geladenen Plasmastrahlteilchen untereinander wird vernachlässigt.

Unter diesen Voraussetzungen sind die Bahnen der Plasmateilchen nach dem Zweikörperproblem der klassischen Mechanik Hyperbeln; ihr theoretischer Minimalabstand $r_{\min}$ vom Kugelmittelpunkt errechnet sich zu

$$(D.2) \quad r_{\min} = \frac{|l|}{2E} \left(\sqrt{1 + \frac{E^2 l^2}{m^2 \gamma^2}} \mp 1 \right) \quad \text{für } \gamma \gtrless 0$$

mit E = Gesamtenergie,
 l = Bahndrehimpuls und
 m = Masse des Plasmateilchens

("Schwerpunkteffekte", z.B. reduzierte Masse, bleiben wegen des kleinen Massenverhältnis von Teilchen- zu Staubkornmasse unwesentlich). Das Minuszeichen in (D.2) gilt für den anziehenden Fall ($\gamma > 0$) - die Teilchenbahn ist zum Kugelmittelpunkt hin abgelenkt -, das Pluszeichen für den abstoßenden Fall ($\gamma < 0$) - die Teilchenbahn ist vom Kugelmittelpunkt weg gekrümmt (vgl. Abb. 12).

Zur Aufladung der Kugel tragen nur die Plasmateilchen bei, die die Kugeloberfläche erreichen, d.h. deren Minimalabstand $r_{\min}$ vom Kugelmittelpunkt höchstens gleich dem Kugelradius r ist. Mit dem Stoßparameter b für eine Teilchenbahn - der Stoßparameter gibt den senkrechten Abstand der Teilchenbahn von der Zentralstoßbahn im Unendlichen an (vgl. Abb. 12) -

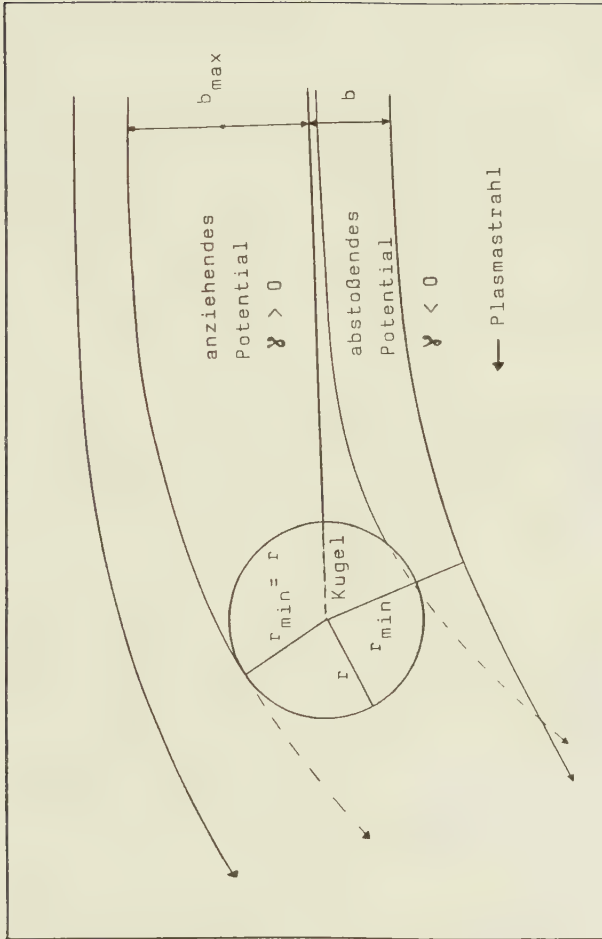


Abb. 12 Zur Bahngeometrie der Plasmastrahlteilchen im Kugelpotential

$$(D.3) \quad b = \frac{\ell}{\sqrt{2 m E}}$$

und dem Potential φ an der Kugeloberfläche im Außenraum

$$(D.4) \quad \varphi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r}$$

erhält man durch Einsetzen in (D.2) und Auflösen nach b den maximalen Stoßparameter $b_{\max}$ für die Kollision eines Plasmateilchens mit der Staubkugel:

$$(D.5.a) \quad b_{\max} = r \left(1 - \frac{q\varphi}{E} \right) .$$

Aus der Nebenbedingung

$$b_{\max} \geq 0$$

findet man den Wert der Mindestenergie $E_{\min}$ eines Plasmateilchens für das Erreichen der Kugeloberfläche:

$$(D.5.b) \quad E_{\min} = \begin{cases} 0 & \text{für } \gamma > 0 \\ q\varphi & \text{für } \gamma < 0 \end{cases} ;$$

denn im Falle einer abstoßenden Wechselwirkung muß ein Plasmateilchen, das die Bedingung (D.5.a) erfüllt, zusätzlich noch genug Bewegungsenergie besitzen, um die Potentialschwelle der Kugelladung zu überwinden.

Die Stromdichte j_{ME} des Plasmastrahls im "Unendlichen" ist:

$$(D.6.a) \quad j_{ME} = q N v$$

mit $N =$ Dichte und

$$v = \sqrt{\frac{2 E}{m}} = \text{Geschwindigkeit der Plasmateilchen im Strahl.}$$

Für den Ladungsstrom j_{ME} der auf die Kugel treffenden Plasmateilchen findet man unter diesen idealisierten Verhältnissen:

$$(D.7) \quad J_{ME} = \pi b_{max}^2 j_{ME}.$$

Tatsächlich tragen nicht alle Plasmateilchen, die die Bedingungen (D.5.a) und (D.5.b) erfüllen, zum Ladungsstrom bei. Einige werden elastisch im Kugelmateriale reflektiert und verlassen das Staubkorn wieder; dieser Effekt wird berücksichtigt durch die sog. Sticking Efficiency α , die angibt, wieviele der ankommenden Teilchen in der Kugel nicht reflektiert werden (die das Staubkorn verlassenden Sekundärelektronen fallen nicht unter den Begriff reflektierte Teilchen, da sie erst im Material erzeugt werden; ihr Ladungsstrom wird im Kapitel E behandelt). Für α gilt:

$$(D.8) \quad 0 \leq \alpha \leq 1,$$

wobei realiter α nahe bei 1 liegt (vgl. Kapitel E.1). Von der durch die Sticking Efficiency eingeschränkten Anzahl eintreffender Teilchen können - eventuell - einige das Staubkorn - wenn dessen Radius in der Größenordnung μm liegt - durchdringen (vgl. Kapitel D.3); sie tragen ebenfalls nicht zum Ladungsstrom J_{ME} bei. Außerdem darf die Dichte der Staubteilchen nicht zu groß sein, damit die Bahn eines Plasmateilchens nicht durch benachbarte, geladene Staubkörner gestört wird (Mehrkörperproblem). Eine verallgemeinerte Darstellung der Gleichung (D.7) für den Ladungsstromes J_{ME} durch einen Strahl monoenergetischer Plasmateilchen (mit den Richtungswinkel $\tilde{\vartheta}$ und $\tilde{\varphi}$ bezüglich eines kartesischen Koordinatensystems im Kugelmittelpunkt) auf die Kugel lautet:

$$(D.9) \quad J_{ME} = \int_{v_{min}}^{v_{max}} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \alpha(v') j_{ME}(v') Q_{eff}(v', \varphi) v'^2 dv' \sin \tilde{\vartheta}' d\tilde{\vartheta}' d\tilde{\varphi}';$$

dabei bedeuten:

$Q_{eff}(v', \varphi)$ = effektiver Kugelquerschnitt

$$(D.10.a) \quad Q_{\text{eff}}(v', \varphi) = \pi r^2 \left(1 - \frac{q\varphi}{E(v')}\right),$$

$J_{ME}(v')$ = Stromdichte der Plasmateilchen

$$(D.10.b) \quad j_{ME}(v') = q v' f(v, v'),$$

$f(v, v')$ = Verteilungsfunktion der geladenen
Plasmateilchen im Phasenraum

$$(D.10.c) \quad f(v, v') = -N \delta(\tilde{\varphi} - \tilde{\varphi}') \delta(\omega \tilde{v} - \omega \tilde{v}') \delta(E(v') - E(v))$$

mit $\delta(x)$ = Dirac'sche Deltafunktion und

$$E(v) = \frac{1}{2} m v^2 = \text{Plasmateilchenenergie.}$$

Die Integration erfolgt über den Teil des Phasenraums, der durch die Minimalgeschwindigkeit $v_{\min}$ (nach (D.5.b)) zum Erreichen der Kugeloberfläche und die Maximalgeschwindigkeit $v_{\max}$ (vgl. Kapitel D.3) für das Steckenbleiben des Plasmateilchens im Kugelkörper vorgegeben ist.

Als Ergebnis erhält man für den Ladungsstrom J_{ME} :

$$(D.11) \quad J_{ME} = \alpha(E) q N \pi r^2 \left(1 - \frac{q\varphi}{E}\right) \begin{cases} 0 & 0 \leq E \leq E_{\min} \wedge E > E_{\max} - q\varphi \\ \sqrt{\frac{2E}{m}} & E_{\min} \leq E \leq E_{\max} - q\varphi \end{cases} \text{ für}$$

mit

$$E_{\min} = \begin{cases} 0 & q\varphi \leq 0 \\ q\varphi & \text{für } q\varphi > 0 \end{cases} \quad \text{und}$$

$$E_{\max} = \frac{1}{2} m v_{\max}^2.$$

D.2. Grenzfall: Thermalisiertes Plasma

Ausgehend von der verallgemeinerten Darstellung des Plasmastrahl-Ladungsstroms nach (D.9) erweist sich die Bestimmung der Verteilungsfunktion f der Plasmateilchen im Phasenraum als zentrale Aufgabe. Im Falle eines

einkomponentigen, "beliebigen" Plasmas erhält man die Verteilungsfunktion durch Lösen der Boltzmann-Gleichung:

$$(D.12) \quad \frac{\partial f(\underline{x}, \underline{v}, t)}{\partial t} + \underline{v} \cdot \underline{\nabla}_{\underline{x}} f(\underline{x}, \underline{v}, t) + \frac{1}{m} \underline{K} \cdot \underline{\nabla}_{\underline{v}} f(\underline{x}, \underline{v}, t) = W$$

mit $f(\underline{x}, \underline{v}, t)$ = Verteilungsfunktion der Plasmateilchen im Phasenraum zur Zeit t , $\underline{x}$ = Ortsvektor, $\underline{v}$ = Geschwindigkeitsvektor, $\underline{\nabla}_{\underline{x}}$ = Gradient im Ortsraum, $\underline{\nabla}_{\underline{v}}$ = Gradient im Geschwindigkeitsraum, m = Masse eines Plasmateilchens.

$\underline{K}$ bezeichnet den Vektor einer externen Kraft, also z.B. der elektrostatischen Kraft eines geladenen Staubkorns, auf die Plasmateilchen. W heißt Wechselwirkungsintegral und beinhaltet sämtliche physikalischen Prozesse im Plasma, die Auswirkung auf die Verteilungsfunktion haben, also z.B. Kollisionen, chemische Reaktionen, Photoionisationen der Plasmateilchen. Die Lösung der Boltzmann-Gleichung im allgemeinen Fall erweist sich als schwierig; deswegen werden hier 2 spezielle Lösungen von (D.12) vorgestellt, die als Verteilungsfunktionen eines idealen thermischen Plasmas bezeichnet werden können.

D.2.1. Die Maxwell-Verteilung im feldfreien Fall

Die Maxwell-Verteilung

$$(D.13) \quad f_{TE}(\underline{x}, \underline{v}, t) = N \left(\frac{m}{2\pi E} \right)^{3/2} e^{-\frac{E(\underline{v}) + E_0}{E}}$$

ist eine Lösung der Boltzmann-Gleichung für den Fall, daß das Plasma

- a.) im Gleichgewicht ($\frac{\partial f}{\partial t} = 0$) und
- b.) im gesamten Raum homogen ($\underline{\nabla}_{\underline{x}} f = 0$) ist sowie
- c.) keine externen Kräfte wirken ($\underline{K} = 0$).

Die Bedingungen a bis c sind gleichbedeutend mit $W = 0$.

In (D.13) stehen

N für die Anzahldichte und

m für die Masse der Plasmateilchen,

$\bar{E}$ für die mittlere thermische Energie,

E_0 für die Energie der Driftbewegung des Plasmas und

E für die kinetische Energie eines Teilchens der
Geschwindigkeit $\underline{v}$ ($E = \frac{1}{2} m \underline{v}^2$).

Für $\bar{E}$ schreibt man auch:

$$(D.14) \quad \bar{E} = kT$$

mit T = Temperatur des Plasmas,

k = Boltzmannkonstante.

D.2.2. Die Maxwell-Verteilung im elektrostatischen Feld

Wirkt im Plasma ein externes konservatives Kraftfeld $\underline{K}$

$$(D.15) \quad \underline{K} = - \nabla_{\underline{x}} \phi(\underline{x})$$

mit der potentiellen Energie $\phi(\underline{x})$ für ein Teilchen, so
läßt sich als Lösung der Boltzmann-Gleichung die Maxwell-
Verteilung in der Form

$$(D.16) \quad f_{th}(\underline{x}, \underline{v}, t) = N \left(\frac{m}{2\pi\bar{E}} \right)^{3/2} e^{-\frac{E(\underline{v}) + \phi(\underline{x})}{\bar{E}}}$$

angeben. (D.16) gilt unter der Einschränkung, daß

d.) das Plasma im Gleichgewicht ist ($\frac{\partial f}{\partial t} = 0$),

e.) keiner Driftbewegung unterliegt ($E_0 = 0$) und

f.) das Wechselwirkungsintegral verschwindet

($W = 0$).

Im elektrostatischen Feld ist für ein Plasmateilchen die potentielle Energie

$$(D.17) \quad \phi(x) = q \varphi(x),$$

wobei $\varphi(x)$ das elektrostatische Potential bezeichnet; für eine homogen geladene Kugel (Gesamtladung Q) gilt an der Oberfläche ($|x| = r$):

$$(D.18) \quad \varphi(|x|=r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Die Kugelladung ist die Ursache für eine räumlich inhomogene Verteilung der Plasmateilchen; in einem Plasma mit gleich vielen positiven und negativen Ladungen werden bei positiver Kugelladung die negativen Plasmateilchen in Kugelnähe verdichtet; dies bewirkt eine Abschirmung der Kugelladung gegenüber Plasmateilchen in größerer Entfernung von der Kugel. Die Stärke dieser abschirmenden Wirkung wird beschrieben durch die Debye-Länge d

$$(D.19) \quad d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \bar{E}}{q^2 N}},$$

die den Abstand von der Kugeloberfläche angibt, in dem das Potential im Plasma auf den e -ten Teil des Wertes an der Kugeloberfläche abgefallen ist (im Schwachfeld-Fall). Diese Debye-Abschirmung kann sich nicht ausbilden, wenn die Driftbewegung im Plasma zu groß ist (deswegen Bedingung e). (D.16) gilt also nur für ein ruhendes thermisches Plasma.

D.2.3. Der Ladungsstrom im thermalisierten Plasma

Der Wert der Verteilungsfunktion nach (D.13) hängt nur von den Geschwindigkeiten der Plasmateilchen ab; nach (D.16) gilt dies auch für Teilchen mit gleichem Abstand von einer homogen geladenen Kugel. Im allgemeinen berechnet man den Ladungsstrom auf die gesamte Kugel, indem man für jedes

Oberflächenstück der Kugel die aus dem Plasma auftreffenden Ladungen aufaddiert und anschließend über alle Flächenstücke der Kugel summiert (vgl. Abb. 13a). Zum gleichen Ergebnis gelangt man - wegen der Ortsunabhängigkeit der Verteilungsfunktion an der Kugeloberfläche -, wenn man zunächst den Ladungsstrom aus einer bestimmten Raumrichtung auf die gesamte Kugeloberfläche berechnet und dann über alle Raumrichtungen integriert (vgl. Abb. 13b).

Der Ladungsstrom J_{TH} eines ruhenden thermischen Plasmas auf eine geladene Staubkugel läßt sich durch einen (D.9) formal ähnlichen Ausdruck darstellen:

$$(D.20) \quad J_{TH} = \int_{v_{min}=0}^{v_{max}} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \alpha(v') j_{TH}(v', \varphi) Q_{eff} v'^2 dv' \sin \tilde{\vartheta}' d\tilde{\vartheta}' d\tilde{\varphi}'$$

mit

$$(D.21.a) \quad Q_{eff} = \pi r^2$$

(geometrischer Kugelquerschnitt),

$$(D.21.b) \quad j_{TH}(v', \varphi) = q v' f_{TH}(v', \varphi)$$

(Stromdichte an der Kugeloberfläche),

$$(D.21.c) \quad f_{TH}(v', \varphi) = N \left(\frac{m}{2\pi E} \right)^{3/2} e^{-\frac{E(v') - q\varphi}{E}}$$

(Verteilungsfunktion des ruhenden thermischen Plasmas);

$\alpha(v')$ steht wieder für die Sticking-Efficiency und v_{max} für die maximal absorbierte Teilchengeschwindigkeit. Für die Teilchen gibt es (an der Kugeloberfläche) kein zu überwindendes Potential mehr; deswegen ist die Untergrenze v_{min} der Geschwindigkeitsintegration Null.

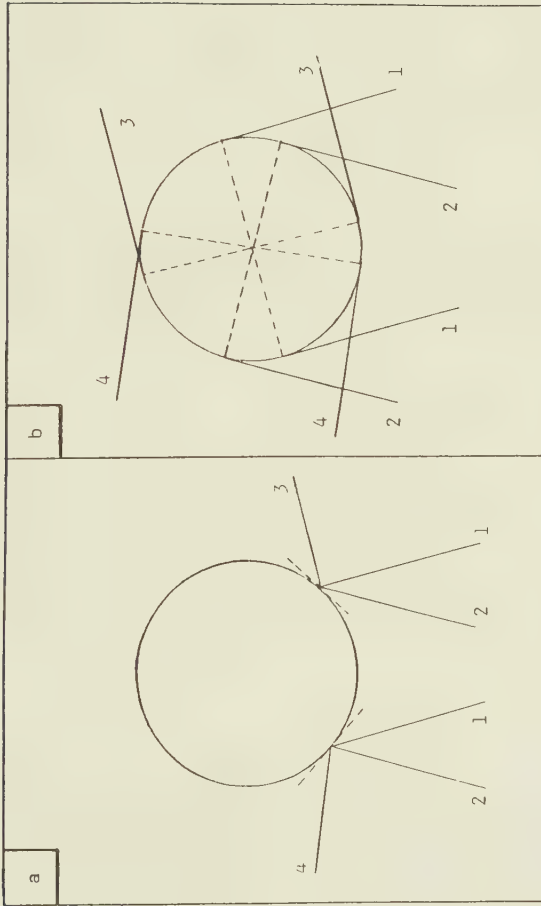


Abb. 13a, b Zur Berechnung des Ladungsstroms auf eine Kugel im thermischen Plasma
(Die mit Zahlen indizierten Linien symbolisieren Bewegungsrichtungen der Plasmateilchen an der Kugeloberfläche.)

Mit der Sticking-Efficiency

$$(D.22) \quad \alpha(v') = \begin{cases} \alpha & v' \leq v_{\max} \\ 0 & v' > v_{\max} \end{cases} \quad \text{für}$$

läßt sich (D.20) analytisch integrieren:

$$(D.23) \quad J_{TH} = \alpha q N \pi r^2 e^{-\frac{q\varphi}{\bar{E}}} \sqrt{\frac{8\bar{E}}{\pi m}} \left[1 - \left(1 + \frac{E_{\max}}{\bar{E}} \right) e^{-\frac{E_{\max}}{\bar{E}}} \right].$$

Der Ausdruck

$$(D.24.a) \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{8\bar{E}}{\pi m}}$$

heißt mittlere thermische Geschwindigkeit der Plasmateilchen; $E_{\max}$ ist der zu $v_{\max}$ gehörige Wert der Bewegungsenergie:

$$(D.24.b) \quad E_{\max} = \frac{1}{2} m v_{\max}^2.$$

Wegen des nach oben unbegrenzten Geschwindigkeitsspektrums der Maxwell-Verteilung gibt es stets Plasmateilchen, die die Staubkugel durchdringen können. Wie Abb. 14 zeigt, bleibt deren Zahl im Vergleich zum tatsächlichen Ladungsstrom vernachlässigbar (d.h. kleiner als 5%), wenn gilt

$$(D.25) \quad \frac{E_{\max}}{\bar{E}} \gtrsim 4,5$$

(in Abb. 14 ist der in eckigen Klammern stehende Absorptionsfaktor von (D.23) über dem Verhältnis $E_{\max}/\bar{E}$ aufgetragen). Die Bedingung (D.25) ist für Staubteilchen mit 1 μm Radius in Elektronenplasmen mit mittleren thermischen Energien unter ca. 2 keV, in Protonenplasmen unter 25 keV gut erfüllt (vgl. Kapitel D.3.3).

Bei einem thermischen Plasma, das relativ zur Staubkugel eine mittlere Driftgeschwindigkeit v_0 zeigt, verliert mit

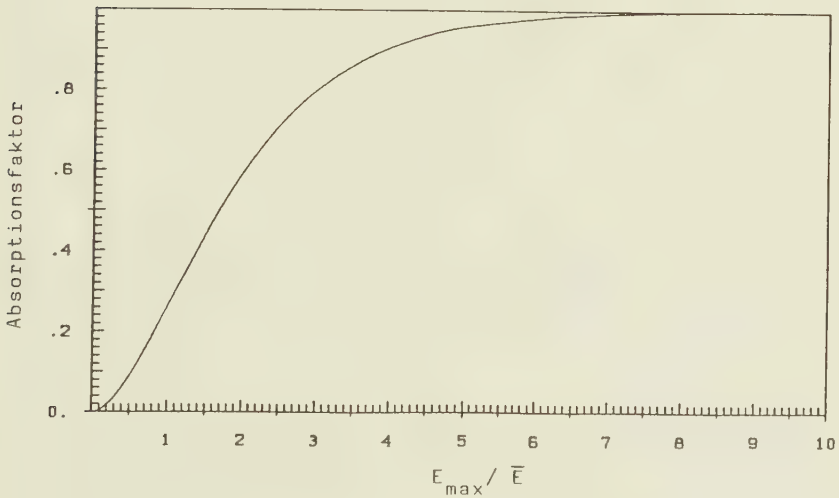
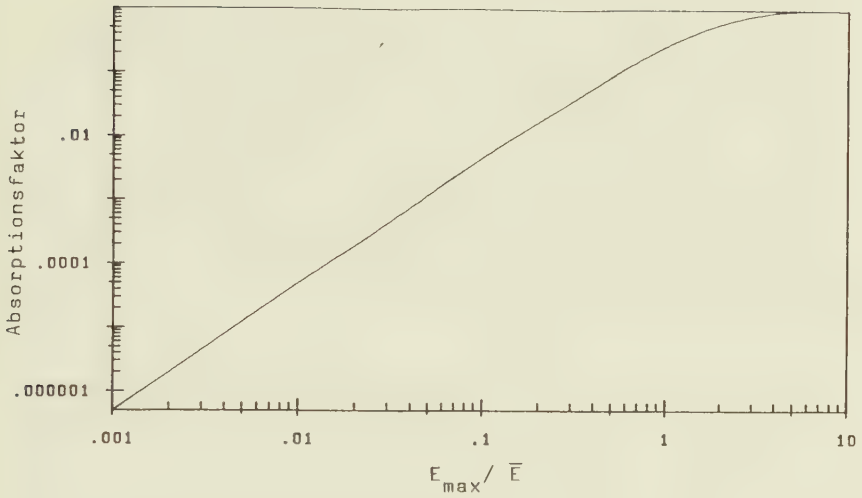


Abb. 14 Absorptionsfaktor beim Ladungsstrom im ruhenden thermischen Plasma
oben : logarithmische Auftragung
unten: lineare Auftragung

zunehmenden v_0 der Ausdruck (D.23) für den Ladungsstrom seine Gültigkeit, da sich die Debye-Abschirmung ($e^{-q\varphi/E}$ - Faktor) immer weniger ausbilden kann; damit spüren die Plasmaladungen verstärkt das volle Potential der geladenen Staubkugel. Zur Darstellung des Ladungsstromes J_{TE} eines driftenden thermischen Plasmas bietet sich ein Mischansatz mit der Verteilungsfunktion für ein driftendes thermisches Plasma und dem Kugelquerschnitt für monoenergetische Plasmateilchen an (, die sich ja in einem unabgeschirmten Potential bewegen):

$$(D.26) \quad J_{TE} = \int_{v_{min}}^{\tilde{v}_{max}} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \alpha(v') j_{TE}(\underline{v}', \underline{v}_0) Q_{eff}(v', \varphi) v'^2 dv' \sin \tilde{\vartheta}' d\tilde{\vartheta}' d\tilde{\varphi}'$$

mit

$$(D.27.a) \quad Q_{eff}(v', \varphi) = \pi v'^2 \left(1 - \frac{q\varphi}{E(v')}\right)$$

(effektiver Stoßquerschnitt nach (D.10.a))

$$(D.27.b) \quad j_{TE}(\underline{v}', \underline{v}_0) = q v' f_{TE}(\underline{v}', \underline{v}_0)$$

(Stromdichte im "Unendlichen"),

$$(D.27.c) \quad f_{TE}(\underline{v}', \underline{v}_0) = N \left(\frac{m}{2\pi E} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m}{2E} (v'^2 - 2v'v_0 \cos \vartheta' + v_0^2) \right]$$

(Maxwell-Verteilung mit Driftgeschwindigkeit).

Der Winkel zwischen einer tatsächlichen Teilchengeschwindigkeitsrichtung v' und der Driftgeschwindigkeit v_0 ist mit ϑ' bezeichnet. v_{min} hat wieder die Bedeutung von Kapitel D.1:

$$(D.27.d) \quad v_{min} = \begin{cases} 0 & \text{für } q\varphi \leq 0 \\ \sqrt{\frac{2q\varphi}{m}} & q\varphi > 0 \end{cases} ;$$

$\tilde{v}_{\max}$ berücksichtigt die Durchdringungsenergie $E_{\max}$ der Plasmateilchen für den gegebenen Staubbugelradius:

$$(D.27.e) \quad \frac{1}{2} m \tilde{v}_{\max}^2 = \frac{1}{2} m v_{\max}^2 - q\varphi = E_{\max} - q\varphi$$

(zu $E_{\max}$ vgl. Kapitel D.3).

Die analytische Integration von (D.26) ist auch bei der Annahme einer Sticking-Efficiency nach (D.22)

$$\alpha(v') = \begin{cases} \alpha & \text{für } v' \leq \tilde{v}_{\max} \\ 0 & \text{für } v' > \tilde{v}_{\max} \end{cases}$$

nicht mehr möglich:

$$(D.28) \quad J_{TE} = C_{TE} \left[F_2^+(x, t_{\min}, t_{\max}) - F_2^-(x, t_{\min}, t_{\max}) - \chi (F_0^+(x, t_{\min}, t_{\max}) - F_0^-(x, t_{\min}, t_{\max})) \right]$$

mit

$$(D.29.a) \quad C_{TE} = \alpha q N \pi r^2 e^{-\frac{E_0}{E}} \sqrt{\frac{8E}{\pi m}},$$

$$(D.29.b) \quad \chi = 4 q \varphi \frac{E_0}{E^2}.$$

Die F_n^{sign} - Funktionen sind der Error-Funktion verwandte Integrale der Art (vgl. Anhang)

$$(D.29.c) \quad F_n^{\text{sign}}(x, t_{\min}, t_{\max}) = x^2 \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} t^n \exp(-x^2 t^2 + \text{sign} \cdot t) dt$$

mit

$$(D.29.d) \quad x = \frac{\bar{E}}{4 E_0},$$

$$(D.29.e) \quad t_{\min, \max} = \sqrt{\frac{2mE_0}{E^2}} \tilde{v}_{\min, \max}.$$

Abschließend sei nochmals darauf hingewiesen, daß die in Kapitel D.2 vorgestellten Ladungsströme nur bei thermalisiertem Plasma gelten, d.h., daß die Gleichgewichtsbedingung ($\frac{\partial f}{\partial t} = 0$) erfüllt sein und das Wechselwirkungs-

integral ($W = 0$) verschwinden muß; insbesondere die Gleichgewichtsbedingung $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$ darf infolge des ständigen Verlusts von Plasmateilchen an die Staubkugel während des Aufladevorgangs nicht zu stark verletzt sein, damit die abgeleiteten Ausdrücke für den Ladungsstrom gültig bleiben.

D.3. Reichweite geladener Teilchen in Materie

Bei der Berechnung des Plasma-Ladungsstromes nach (D.9), (D.20) bzw. (D.26) spielt die Reichweite (symbolisiert durch die Integralobergrenze $\tilde{v}_{\max}$) der Plasmateilchen im Staubkorn eine Rolle; denn von den eintreffenden geladenen Plasmateilchen tragen nur diejenigen zur Aufladung der Kugel bei, die diese nicht durchdringen, sondern in ihr steckenbleiben.

Die Reichweite schneller Teilchen beim Durchgang durch Materie wird nach P. Marmier [35] bestimmt durch

- a.) elastische Zusammenstöße mit Atomelektronen
(wichtig für Energien < 100 eV),
- b.) inelastische Zusammenstöße mit Atomelektronen
(in der Regel wichtigster Prozeß),
- c.) elastische Zusammenstöße mit Kernen (ohne Bedeutung für Elektronen),
- d.) inelastische Zusammenstöße mit Kernen (Anteil vernachlässigbar).

Zur Abbremsung eines Teilchens mit einer Bewegungsenergie von 1 MeV sind über 10000 Einzelstöße mit Teilchen des Absorbermaterials notwendig.

Im weiteren werden hauptsächlich empirische Zusammenhänge zwischen kinetischer Energie der Projektilteilchen und ihrer Reichweite im Absorber beschrieben. Für die Anwendung auf Kometen- und interplanetare Plasmateilchen benötigt man Angaben über Elektronen und Protonen sowie leichte (weniger als 40 Protonenmassen) Ionen als Projektilteilchen; leider sind entsprechende Werte für Teilchenenergien unter

10 keV, dem für die Anwendung wichtigen Energiebereich, in der Fachliteratur kaum zu finden. Als Absorbermaterialien sind Fluffy-Teilchen aus Graphit bzw. Silikat zu betrachten.

D.3.1. Reichweite von Elektronen in Materie

Nach L. Katz und A. Penfold [36] läßt sich die (Absorber-Materialdichte-unabhängige) spezifische Reichweite $\bar{x}_e$ von Elektronen der kinetischen Energie E_e durch die Beziehung

$$(D.30) \quad \bar{x}_e = 0,412 \cdot E_e^{1,265-0,0954 \ln E_e}$$

im Energiebereich $0,01 \text{ MeV} \leq E_e \leq 2 \text{ MeV}$ näherungsweise beschreiben; die Dimension von $\bar{x}_e$ ist dabei g/cm^2 , die von E_e ist MeV. Für die mittlere Reichweite R_e der Elektronen im Material der Dichte ρ gilt:

$$(D.31) \quad R_e = \frac{\bar{x}_e}{\rho} .$$

In Abb. 15 ist der empirische Zusammenhang (D.30) zwischen spezifischer Reichweite $\bar{x}_e$ und Elektronenenergie E_e dargestellt, in Abb. 16 werden für Aluminium, Kohlenstoff und Silikat bzw. Silicium die nach (D.30) und (D.31) errechneten Reichweiten mit den von A. Nelms [37] experimentell ermittelten Werten verglichen; die Experimente zeigen etwas höhere Reichweiten (Faktor 1,3) als die Approximationswerte. Ebenfalls in Abb. 16 eingezeichnet ist die Reichweite von Elektronen in Aluminium, wie sie sich nach dem Whiddington-Gesetz [38] ergibt:

$$(D.32.a) \quad E_e^2(R=0) - E_e^2(R) = w R$$

für $0,04 \text{ MeV} \leq E_e(R=0) \leq 0,08 \text{ MeV} ,$

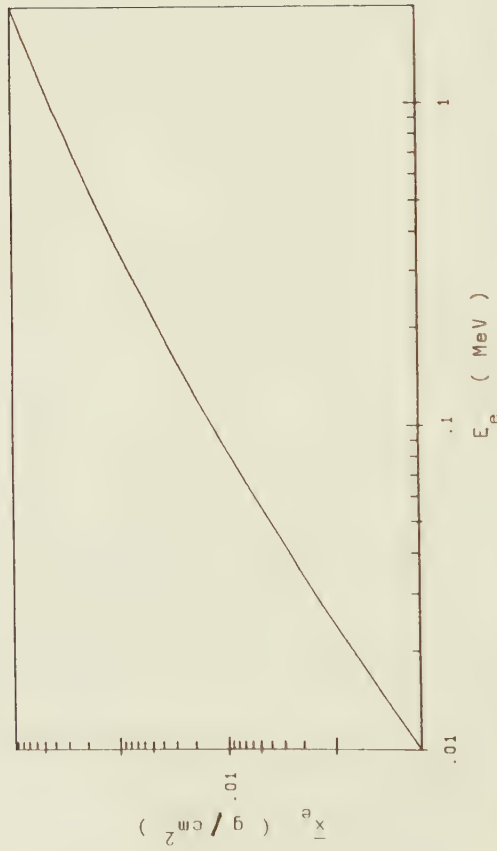


Abb. 15 Spezifische Reichweite $\bar{x}_e$ von Elektronen der Energie E_e in Absorbern

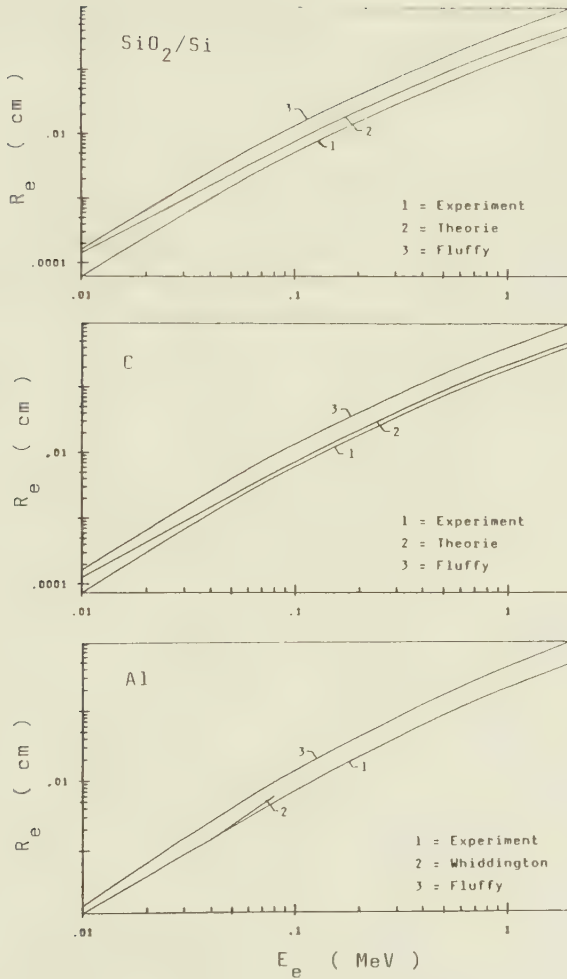


Abb. 16 Elektronenreichweiten R_e in verschiedenen Materialien
 oben : Silikat/Silizium SiO_2/Si
 Mitte : Kohlenstoff C
 unten : Aluminium Al

wobei $E_e(R)$ die Elektronenenergie nach der Strecke R im Absorber bezeichnet; wenn man $E_e(R_e) = 0$ setzt (d.h. die Teilchenenergie nach einer Strecke R_e im Absorber verschwindet), läßt sich R_e berechnen:

$$(D.32.b) \quad R_e = \frac{E_e^2(R=0)}{w} .$$

Angaben über die Whiddington-Konstante w für einige Absorber [38] finden sich in Tab. 8, jedoch stehen keine für die Materialien Graphit und Silikat zur Verfügung. Die maximal zu absorbierende Elektronenenergie $E_{e \max}$ (in MeV) eines Stoffes der Dicke R findet man durch Auflösen von (D.30) nach E_e

$$(D.33) \quad E_{e \max} = \exp \left[6,63 \left(1 \mp \sqrt{1 + 0,2385 \ln \frac{0,412}{gR}} \right) \right] ,$$

wobei das Pluszeichen vor der Wurzel wegen der Nebenbedingung $0,01 \text{ MeV} \leq E_{e \max} \leq 2 \text{ MeV}$ ausscheidet.

Tabelle 8 Whiddington-Konstante w von Absorbermaterialien [38]

Material	w (MeV ² /cm)
Be	0,75
Al	1,10
Cu	3,60
Ag	4,20
Au	8,90

D.3.2. Reichweite von Ionen in Materie

Für die mittlere Reichweite R_p von Protonen in Luft gilt nach E. Segre [39] empirisch:

$$(D.34) \quad R_p(\text{Luft}) = \left(\frac{E_p}{9,3} \right)^\omega \quad \text{für } 2 \text{ MeV} \leq E_p \leq 200 \text{ MeV},$$

wobei E_p als kinetische Protonenenergie in MeV und R_p in Metern einzusetzen sind. Der Exponent ω ist im angegebenen Energiebereich 1,8, für kleinere Energien nimmt ω ab (vgl. Abb. 18). Die Umrechnung von einem Standard-Absorber (O) auf einen anderen (B) geschieht empirisch mittels der Bragg-Kleemann-Regel [35] :

$$(D.35) \quad \frac{R(B)}{R(O)} = \frac{\rho_O}{\rho_B} \sqrt{\frac{A_B}{A_O}}$$

mit $\rho_{B,O}$ = Dichte und

$A_{B,O}$ = Atomgewicht der Absorber B bzw. O.

Für Absorbermaterialien, aufgebaut aus verschiedenen Elementen, ist:

$$(D.36) \quad \sqrt{A_B} = \sum_i \eta_i \sqrt{A_i},$$

wobei über alle beteiligten Elementkerne i mit der Wichtung ihrer relativen Häufigkeit η_i summiert wird. Die Kombination von (D.34), (D.35) und (D.36) ergibt:

$$(D.37) \quad R_p(B) = 3,2 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{A_B}}{\rho_B} \left(\frac{E_p}{9,3} \right)^\omega.$$

Für andere Projektilteilchen l mit der Masse m_l und der Ladung q_l erhält man die mittlere Reichweite R_l bei gleicher Energie E_l mittels (vgl. [39]):

$$(D.38) \quad R_l(\text{Luft}) = \frac{m_l}{m_p} \frac{q_p^2}{q_l^2} R_p\left(\frac{m_p}{m_l} E_l, \text{Luft}\right) - C_l$$

mit m_p = Protonenmasse,
 q_p = Protonenladung;

die mittlere Reichweite von Luft ist also für die Energie $\frac{m_p}{m_e} E_1$ einzusetzen. C_1 ist ein teilchenabhängiger Korrekturwert, der die Elektronenaufnahme und -abgabe zwischen Absorber- und Projektilteilchen berücksichtigt. Bei Vernachlässigung von C_1 - es liegt kaum Datenmaterial für C_1 vor - entspricht der Wert nach (D.38) der oberen Grenze für die mittlere Reichweite R_1 eines Teilchens in Luft. Für andere Absorber gilt dann:

$$(D.39) \quad R_e(B) = \frac{m_e}{m_p} \frac{q_p^2}{q_e^2} 3,2 \cdot 10^{-4} \frac{\sum_i z_i \sqrt{A_i}}{Z_B} \left(\frac{m_p}{m_e} \frac{E_e}{9,3} \right)^\omega.$$

Die Reichweite von Protonen ist im Vergleich zu der aller anderen einfach geladenen Ionen am größten unabhängig

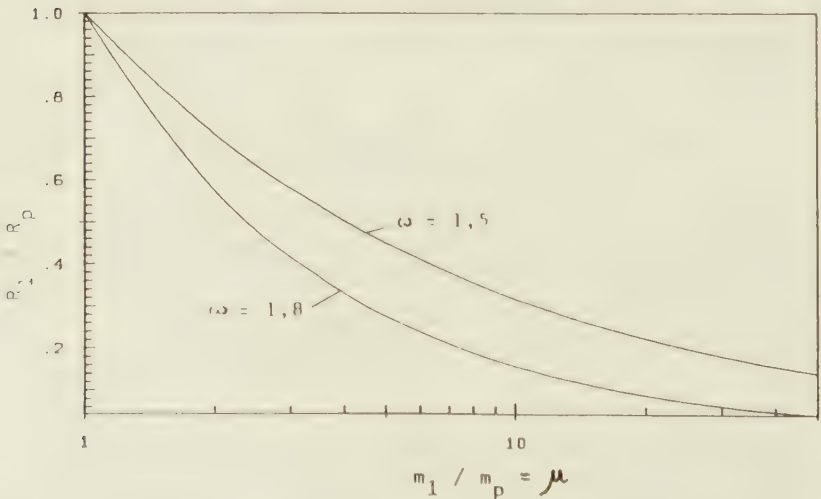


Abb. 17 Massenzahlabhängigkeit m_1/m_p des Verhältnis der mittleren Reichweiten R_1/R_p von einfach geladenen Ionen und Protonen

vom Absorbermaterial; Abb. 17 zeigt das Verhältnis der mittleren Reichweiten von einfach geladenen Ionen und Protonen für beliebige Absorbermaterialien.

D.3.3 Konsequenzen für die Plasmaladungsströme auf Staubteilchen in Erdmagnetosphären-, Kometen- und interplanetaren Plasmen

In Abb. 18 sind die mittleren Reichweiten von Elektronen nach (D.30) und (D.31) und von Protonen nach (D.39) für die Staubmaterialien Graphit und Silikat über der kinetischen Teilchenenergie aufgetragen. Für eine mittlere Reichweite von $1 \mu\text{m}$ liest man ab:

E_{max} (Elektronen) =	9 keV	}	für Graphit,
E_{max} (Protonen) =	130 keV		
E_{max} (Elektronen) =	9,5 keV	}	für Silikat.
E_{max} (Protonen) =	120 keV		

Diese Abschätzungen basieren auf Absorptionsexperimenten an im Vergleich zu ihrer Dicke großflächigen Testfolien. Im Falle von Staubkörnern mit Radien in der Größenordnung der Reichweite der Plasmateilchen im Staubmaterial muß man sich vergegenwärtigen, daß geladene Projektilteilchen infolge von Winkelstraggling auch senkrecht zur Einfallrichtung das Staubkorn verlassen können. Für die Abschätzung von E_{max} bei kugelförmigen Staubteilchen wird der Radius (an Stelle des Durchmessers) als Reichweiteparameter herangezogen.

Kleine Staubteilchen ($r < 10 \mu\text{m}$) können von energiereichen Plasmaelektronen ($E_e \gtrsim 30 \text{ keV}$) durchdrungen werden; die Elektronen verlieren dabei einen Teil ihrer kinetischen Energie. Die noch verbleibende Energie $\tilde{E}_e$ läßt sich aus der Kenntnis der Elektronenenergie E_e beim Eindringen in das Staubkorn, der entsprechenden spezifischen Reichweite $\bar{x}_e$ im

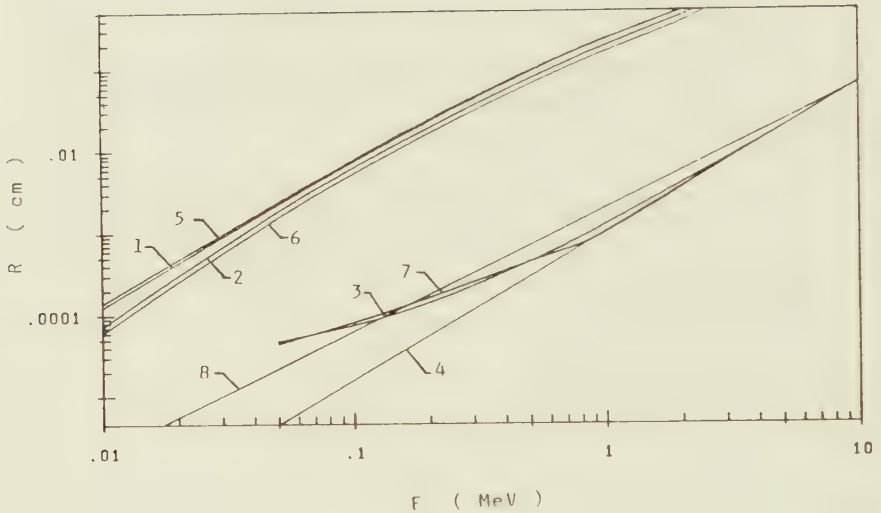


Abb. 18 Mittlere Reichweiten R von Elektronen und Protonen in Graphit und Silikat

Graphit&Elektronen

- 1 : Experiment [37]
- 2 : Theorie

Silikat&Elektronen

- 5 : Experiment [37]
- 6 : Theorie

Graphit&Protonen

- 3 : Experiment [40]
- 4 : Theorie $\omega=1,8$

Silikat&Protonen

- 7 : Experiment [40]
- 8 : Theorie $\omega=1,5$

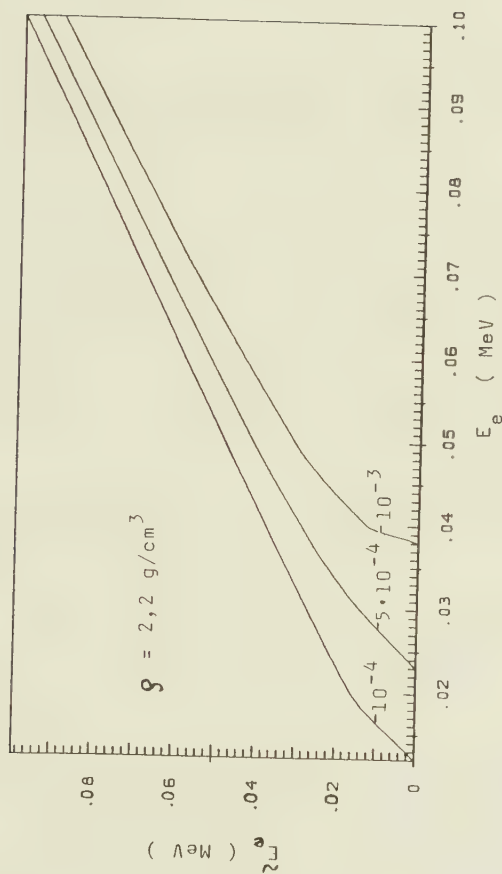


Abb. 19 Restenergie $\tilde{E}_e$ der Elektronen nach Durchdringen eines Absorbers als Funktion der Primärenergie E_e
Parameter : Absorberdicke r (cm)

Staubmaterial sowie des Staubteilchenradius r nach (D.33) abschätzen (ρ = Dichte des Staubmaterials):

$$(D.40) \quad \tilde{E}_e = \exp \left[6,63 \left(1 - \sqrt{1 + 0,2385 \ln \frac{0,412}{0,412 \cdot E_e^{1,265 - 0,0959 \ln E_e - \rho r}}} \right) \right].$$

Die nach (D.40) ermittelten Ergebnisse gelten nur für E_e -Werte zwischen 10 keV und 2 MeV. In Abb. 19 sind für 3 Staubkornradien r die Restenergien $\tilde{E}_e$ als Funktion der Eindringenergie E_e aufgetragen. Man findet, daß die Restenergien $\tilde{E}_e$ schon für Projektilenergien E_e um wenige 10% größer als $E_{e \max}$ deutlich über 10 keV liegen. Mithin kann man davon ausgehen, daß fast alle Plasmaelektronen, die ein Staubteilchen durchdringen, auf Grund der verbleibenden hohen Restenergien das Potential des Staubkornes überwinden können, also nicht zum Ladungsstrom beitragen. Die Werte für die Durchdringungsenergie $E_{e \max}$ legen somit die Obergrenze der zum Plasmaladungsstrom beitragenden Teilchengeschwindigkeiten fest.

Bei Anwendung dieser Ergebnisse des Einflusses von $E_{\max}$ auf die Ladungsströme bei Staubkugeln nach den Kapiteln D.1 und D.2 (vgl. Abb. 14) stellt man fest (gilt für Kometen-, interplanetare und Magnetosphärenplasmen):

- a.) Staubkörner mit Radien größer 10 μm erleiden keine Verringerung ihrer Plasmaladungsströme, da alle eindringenden geladenen Teilchen absorbiert werden;
- b.) für Staubkörner mit Radien zwischen 1 μm und 10 μm gilt dies ebenfalls, sofern die Teilchenenergien bei Elektronen unter ca. 2,5 keV, bei Protonen unter 30 keV liegen. Höhere Plasmaenergien führen zur Verminderung des Ladungsstromes in Abhängigkeit von Teilchenradius, Plasmaart (monoenergetisch, thermisch) und Plasmaenergie.

Die absorbierten Plasmenteilchen bewirken beim Graphitstaubkorn (Leiter!) ein homogenes Oberflächenpotential, im Silikatstaubkorn eine Raumladungszone (mehr oder weniger homogen), die sich bei sehr kleinen Radien auf das ganze Volumen des Staubteilchens erstrecken kann.

D.4. Diskussion der Ladungsströme im monoenergetischen bzw. ruhenden thermischen Plasma

Unter Ausklammerung der in Kapitel D.3. diskutierten Effekte durch die Reichweite der Plasmateilchen im Material sowie der Sticking Efficiency sollen in diesem Kapitel die Abhängigkeiten der Ladungsströme auf eine Kugel im Plasmastrahl bzw. im ruhenden thermischen Plasma von den jeweiligen Bestimmungsgrößen des Plasmas (Dichte, Ladung, Masse, Energie der Plasmateilchen) und der Staubkugel (Radius, Potential) diskutiert werden.

Wie die Formeln (D.11) und (D.23) zeigen, hängen die Ladungsströme im Plasmastrahl und im ruhenden thermischen Plasma jeweils linear von der Plasmadichte N und dem geometrischen Kugelquerschnitt πr^2 ab; im Falle des Nullladungsstromes, definiert durch

$$J_{ME}(\varphi=0) \quad \text{bzw.} \quad J_{TH}(\varphi=0)$$

gilt dies auch bezüglich der Ladung q der Plasmateilchen. Der Nullladungsstrom (Abb. 20a) ist für beide Plasmaarten proportional zur mittleren Teilchengeschwindigkeit, es unterscheiden sich lediglich die Proportionalitätskonstanten (1 für Plasmastrahl, $\sqrt{4/\pi} \approx 1,128$ für das ruhende thermische Plasma); damit wird der Nullladungsstrom wesentlich von der Masse der Plasmateilchen bestimmt, was für ein zweikomponentiges, elektrisch neutrales Plasma, bestehend aus Elektronen und Ionen der Massenzahl μ , ein deutliches Übergewicht des Nullladungsstromes der Elektronen zur Folge hat (vgl. Abb. 20b) - dies gilt für beide Plasmaarten gleichermaßen.

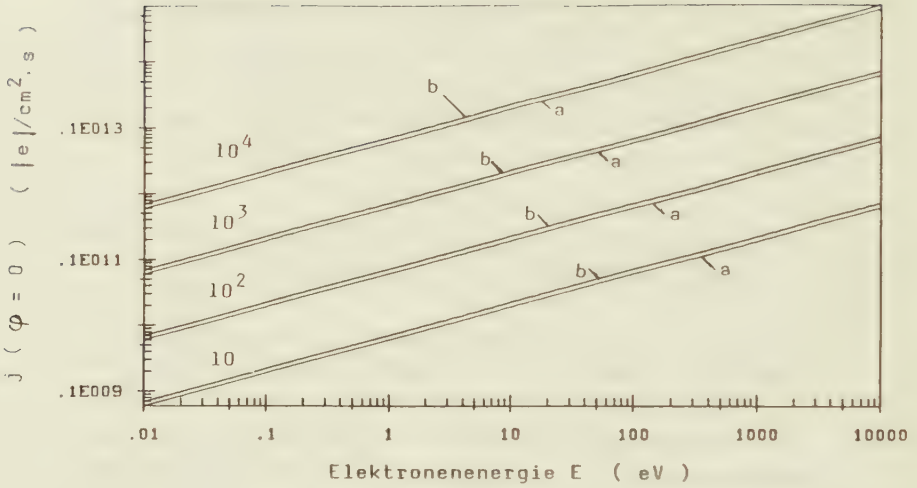


Abb. 20a Elektronen-Nulladungsstromdichte beim Plasmastrahl (a) und beim thermischen Plasma (b)
Parameter : Plasmadichte N (cm^{-3})

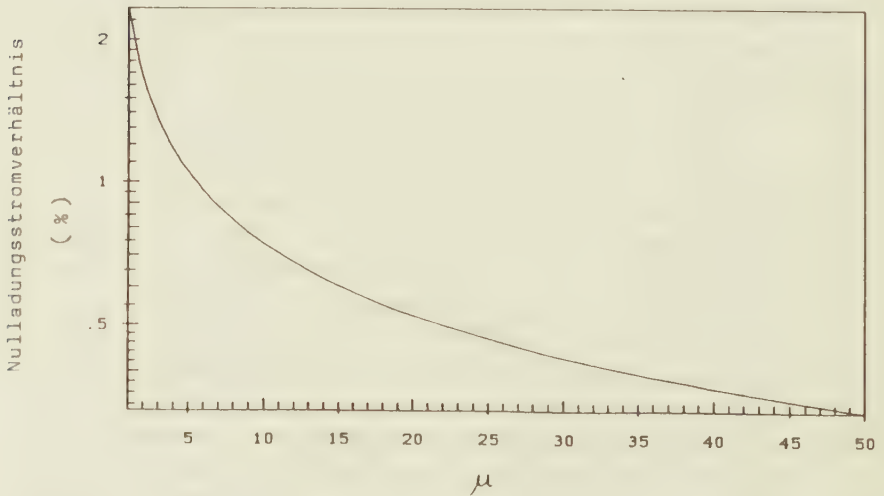


Abb. 20b Verhältnis der Nulladungsstromdichten von Ionen der Massenzahl μ zu Elektronen

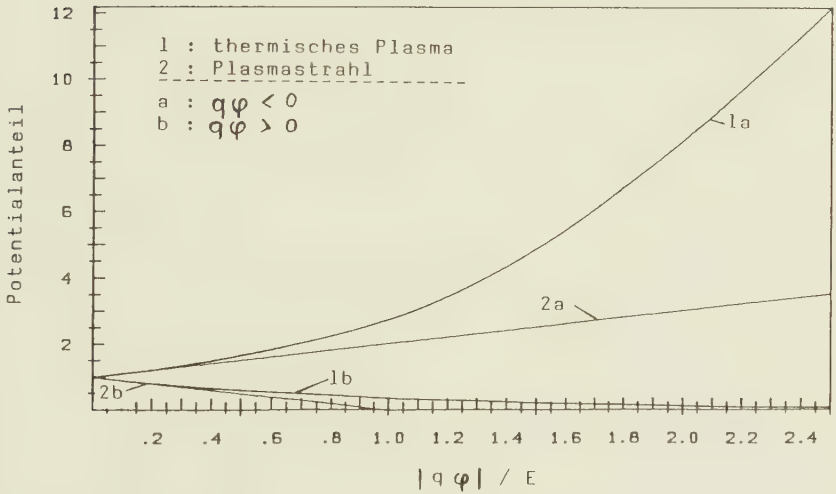
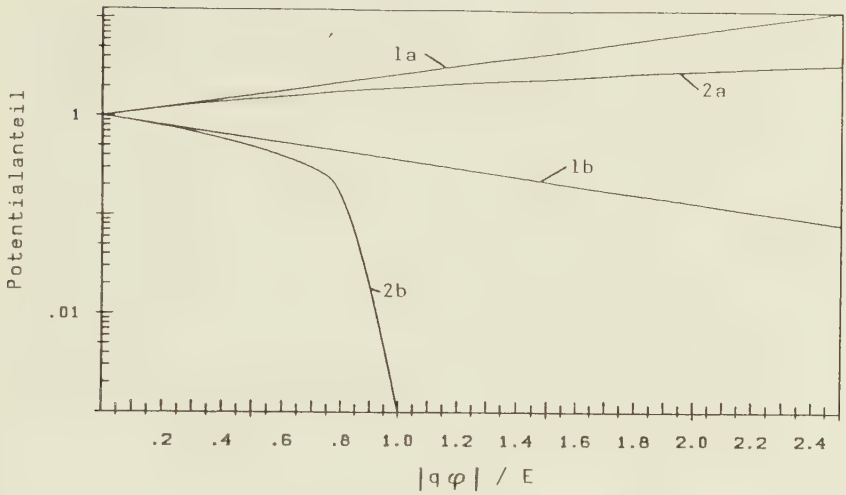


Abb. 21 Potentialanteil an der Plasmaladungstromdichte
oben : halblogarithmische Auftragung
unten : lineare Auftragung

Der Potentialanteil des Ladungsstroms wird bestimmt durch das Verhältnis $\frac{q\varphi}{E}$ aus potentieller Energie $q\varphi$ der Plasmateilchen an der Kugeloberfläche und mittlerer kinetischer Energie E des Plasmas; die formale Abhängigkeit ist für beide Plasmaarten verschieden:

$$1 - \frac{q\varphi}{E} \quad \text{beim monoenergetischen Plasmastrahl und}$$

$$e^{-\frac{q\varphi}{E}} \quad \text{beim ruhenden thermischen Plasma.}$$

Für kleine Werte $\frac{q\varphi}{E}$ ($\ll 1$) nähern sie sich jedoch an! In Abb. 21 ist der Potentialanteil graphisch veranschaulicht; ein anziehendes Potential verstärkt den Ladungsstrom, ein abstoßendes erniedrigt ihn im Vergleich zum Nullladungsstrom.

E. Der Teilstrom durch Sekundärelektronenemission und Sputtering

Beim Auftreffen von Projektilteilchen (Elektronen, Atome, Moleküle, Ionen) mit einer kinetischen Energie von mehr als einigen Elektronenvolt auf eine Materialoberfläche können Sekundärteilchen (Elektronen, Atome, Moleküle, Ionen) ausgelöst werden und die Oberfläche wieder verlassen. Der überwiegende Teil der Sekundärteilchen stammt aus dem Material selbst, nur wenige sind reemittierte Primärteilchen. Je nach Art der Sekundärteilchen spricht man bei Elektronen von Sekundärelektronenemission, bei Atomen, Molekülen und Ionen von Sputtering; Sputtering geht meist mit bedeutenden Änderungen der Oberflächenmaterialstruktur einher. Die Primärteilchen rekrutieren sich im hier betrachteten Anwendungsfall aus den Teilchen des kometaryen, interplanetaren und Magnetosphärenplasmas. Die für die Teilstromberechnung wichtigen Informationen (z.B. Gesamtzahl und Geschwindigkeit der Sekundärteilchen) lassen sich aus der Energieverteilungskurve der Sekundärteilchen erschließen. Diese hängt von Eigenschaften der Primär- und Sekundärteilchen sowie des Oberflächenmaterials ab.

Am Beispiel der Sekundärelektronenemission durch ein-treffende Elektronen, dem für Staub in den genannten Plasmen wichtigsten Effekt, sollen diese Parametereinflüsse besprochen werden.

E.1. Sekundärelektronenemission an Materialoberflächen durch Elektronenbeschuß

In Abb. 22 ist die Energieverteilung der Sekundärelektronen bei Elektronenbeschuß (158 eV Energie der Primärteilchen) von Silber nach E. Rudberg [41] wiedergegeben. Im Energiespektrum unterscheidet man 3 Bereiche von Sekundärelektronen: die reflektierten, die zurückdiffundierten

und die eigentlichen Sekundärelektronen.

Die reflektierten Sekundärelektronen zeigen keinen Energieverlust gegenüber den Primärteilchen (Peak bei 158 eV in Abb. 22); sie werden verursacht durch elastische Zusammenstöße der Primärteilchen mit Teilchen des Targetmaterials. Der Anteil der reflektierten Sekundärelektronen beträgt - abhängig von Material und Gasbelegungszustand der Targetoberfläche - nach R. Kollath [38] zwischen 0,05 und 0,4 Prozent der eintreffenden Primärelektronen. Für Primärenergien unter 10 eV dominiert der Anteil der reflektierten Sekundärelektronen im Energiespektrum, ihr Anteil sinkt jedoch mit zunehmender Primärteilchenenergie. Bei der Ladungsstromberechnung werden modellmäßig die reflektierten Sekundärelektronen durch die sog. Sticking Efficiency des Materials erfaßt (vgl. Kapitel D.1. und D.2.).

Das Vorhandensein von zurückdiffundierten Sekundärelektronen läßt sich durch eine Mischung aus elastischen und wenigen inelastischen Stößen zwischen Projektil- und Targetteilchen erklären. Die Gesamtzahl und die Energieverteilung ist in der Regel abhängig von der Primärteilchenenergie (vgl. Abb. 23); bei Kohlenstoff ist der Anteil der zurückdiffundierten Elektronen im Vergleich zu den Primärelektronen konstant 7 Prozent (für Primärenergien unter 2 keV). Wegen ihrer geringen Zahl im Vergleich zur Gesamtzahl aller Sekundärelektronen läßt sich ihr Einfluß auf den Ladungsstrom durch die Erniedrigung der Sticking Efficiency des Targetmaterials für die Primärteilchen pauschal berücksichtigen.

Die größte Gesamtmenge von Sekundärelektronen - bei Primärenergien über 10 eV - repräsentieren die eigentlichen Sekundärelektronen (Maximum in der Verteilungskurve bei ca. 10 eV in Abb. 22); sie haben nur geringe kinetische Energien und gehorchen in ihrer Winkelverteilung bei glatten Oberflächen dem Lambert-Gesetz:

$$(E.1) \quad f_{SEE}(\vartheta_s) \propto \cos \vartheta_s$$

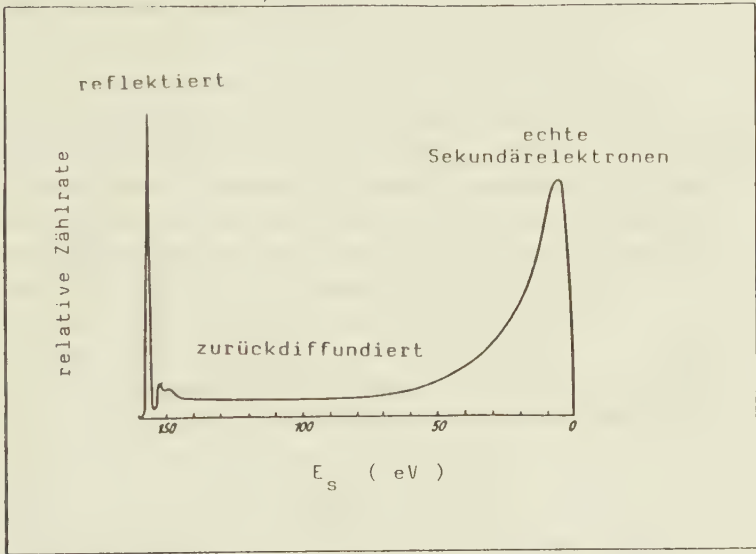


Abb. 22 Energieverteilung der Sekundärelektronen an Silber [41]
(Primärelektronenenergie $E_p = 158 \text{ eV}$)

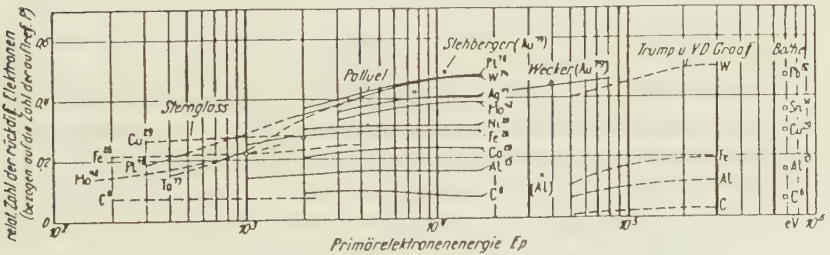


Abb. 23 Primärelektronenenergieabhängigkeit der zurückdiffundierten Sekundärelektronen [38]

mit ν_s = Winkel zwischen Flächennormale und Emissionsrichtung der Sekundärelektronen.

Die eigentlichen Sekundärelektronen sind in ihrer Mehrheit Elektronen, die durch die Primärteilchen im Targetmaterial losgeschlagen werden, da bei zahlreichen Materialien Elektronenausbeuten größer als 1 beobachtet werden; es treten also mehr Sekundärelektronen aus, als Primärelektronen eintreffen. Trotzdem ist nicht auszuschließen, daß auch mehrfach inelastisch gestreute Primärelektronen zu diesem Teil des Sekundärelektronen-Energiespektrums beitragen.

Nach R. Kollath [38] läßt sich die normierte Energieverteilung $f_{SEE}(E_s)$ der eigentlichen Sekundärelektronen bei vielen Metallen durch eine Maxwell-Verteilung

$$(E.2.a) \quad f_{SEE}(E_s) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} (2E_{smax})^{3/2}} \sqrt{E_s} e^{-\frac{E_s}{2E_{smax}}}$$

mit E_s = Energie eines Sekundärteilchens,
 E_{smax} = Energie des Maximums in der Verteilungskurve von $f_{SEE}(E_s)$

gut approximieren; R.J.L. Grard [42] schlägt für $f_{SEE}(E_s)$ einen Ausdruck der Art:

$$(F.2.b) \quad f_{SEE}(E_s) = \frac{1}{E_{smax}} E_s e^{-\frac{E_s}{E_{smax}}}$$

vor. Einen Vergleich zwischen beiden vorgeschlagenen Verteilungen und experimentellen Ergebnissen erlaubt Abb. 24. Im schraffierten Bereich liegen die Meßwerte an Metallen (Ta, W, Mo, Ag, Zn, Be, Mn, Cs, Legierungen; vgl. [38]); die Verteilung (E.2.a) - gestrichelte Linie - stellt fast die obere, die Verteilung (E.2.b) - strichpunktisierte Linie - nahezu die untere Begrenzung der Experimentwerte dar (bei $E_{smax} = 1,75$ eV). Der Übergangsbereich zu den

zurückdiffundierten Sekundärelektronen ($E_s > 10$ eV) wird durch beide Verteilungen unterschätzt, wobei (E.2.a) sich als die bessere Näherung erweist. Eine Aufstellung von $E_{s \max}$ -Werten, entnommen bei R. Kollath [38], enthält Tab. 9. Die Kenntnis der Verteilungsfunktion $f_{SEE}(E_s)$ ist insbesondere für die Berechnung der Zahl der von der geladenen Staubkornoberfläche tatsächlich entweichenden Sekundärelektronen notwendig (Energieausbeute-Faktor). Das Verhältnis aus der Zahl der eigentlichen Sekundärelektronen zur Zahl aller eintreffenden Primärteilchen heißt Elektronenausbeute δ ; sie ist abhängig von einer Reihe von Faktoren wie Art und Zustand des Targetmaterials oder Energie und Einfallswinkel der Primärteilchen.

Die Primärteilchenenergieabhängigkeit der Elektronenausbeute wird in Abb. 25 schematisch dargestellt; der Anstieg mit zunehmender Primärteilchenenergie E_p erklärt sich aus der Tatsache, daß von einem Primärteilchen höherer Energie mehr Sekundärelektronen ausgelöst werden können, der Abfall bei weiter zunehmender Primärteilchenenergie durch die Verlagerung des Entstehungsortes der Sekundärteilchen von der Oberfläche weg ins Targetinnere, wodurch immer weniger losgeschlagene Sekundärteilchen die Oberfläche erreichen können.

Der Verlauf der Elektronenausbeute δ in Abhängigkeit von der Primärteilchenenergie E_p (bei senkrechtem Einfall auf die Targetoberfläche) ist für alle Materialien ähnlich und läßt sich durch die Größen

$\delta_{\max}$ = maximale Elektronenausbeute und
 $E_{p \max}$ = zu $\delta_{\max}$ gehörige Primärteilchenenergie
 mittels der empirischen Beziehung nach E.J. Sternglass [43] charakterisieren:

$$(E.3) \quad \delta(E_p) = 2,72^2 \delta_{\max} \frac{E_p}{E_{p \max}} \exp\left(-2\sqrt{\frac{E_p}{E_{p \max}}}\right).$$

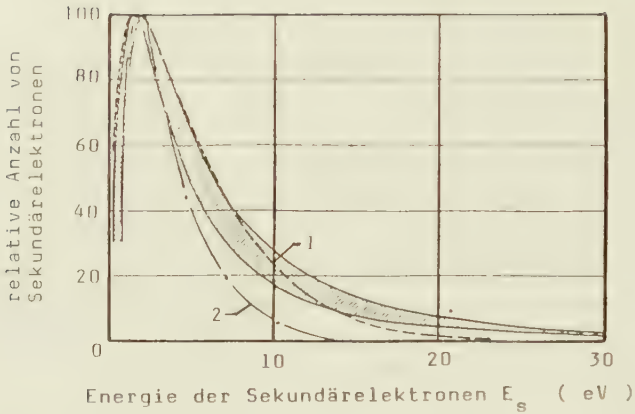


Abb. 24 Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Verteilungen der echten Sekundärelektronen [38]
 schraffiert : Bereich der experimentellen Werte
 Kurve 1 : Maxwell-Verteilung
 Kurve 2 : Grard-Verteilung

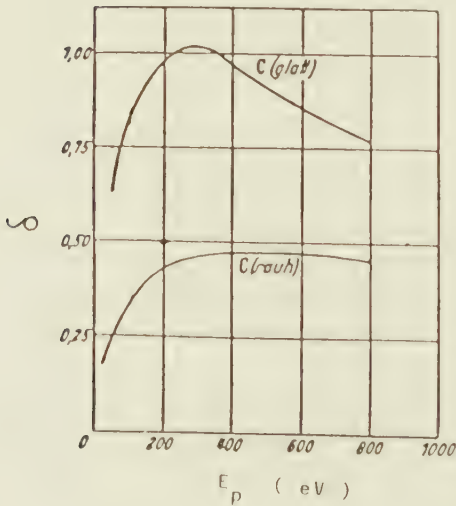


Abb. 25 Sekundärelektronenausbeute δ an Graphit [38]

In Abb. 26 sind die auf $\delta(E_{p \max})=1$ normierten Ausbeutekurven $\delta(E_p)$ verschiedener Materialien, veröffentlicht bei R. Kollath [38], wiedergegeben, den Verlauf der Stern-glass-Approximation zeigt die durchgezogene Linie an. Die Abweichungen zwischen Meßwerten und Approximation betragen weniger als 10%; nur für Energieverhältnisse $E_p/E_{p \max}$ größer als 3 unterschätzt (E.3) die tatsächliche Zahl

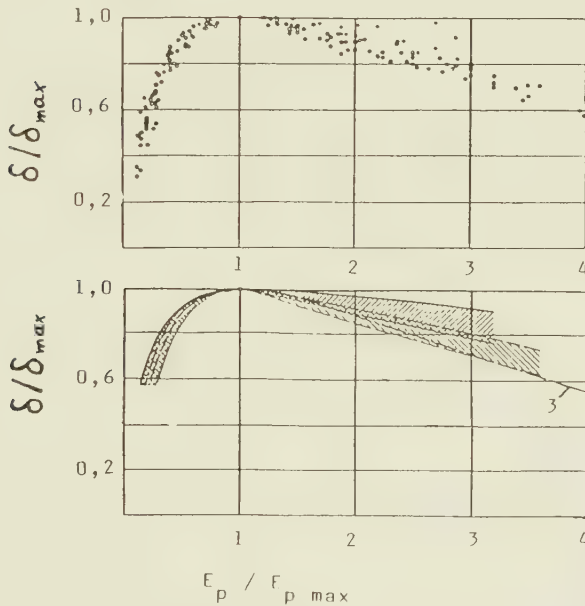


Abb. 26 Reduzierte Elektronenausbeutekurven $\delta/\delta_{\max}(E_p/E_{p \max})$ verschiedener Materialien [38]

oben : experimentelle Werte

unten :  Bereich der reduzierten, experimentellen Werte

Kurve 3 Stern-glass-Approximation

der Sekundärelektronen. In Tab. 9 sind aus Meßkurven abgeleitete Werte für $\delta_{\max}$ und $E_{p \max}$ enthalten, die Abb. 27 zeigt im Vergleich Meßwerte und Sternglass-Approximation bei Graphit, Ruß und bei Mondgestein.

Tabelle 9 Kenngrößen der Sekundärelektronenemission
(Primärteilchen = Elektronen)

Material	$\delta_{\max}$	$E_{p \max} \text{ (eV)}$	$E_{s \max} \text{ (eV)}$
Graphit [38]	1,0	300	5
Ruß [38]	0,45	500	2
Silikat [38]	2,1-2,9	400-440	2,5
Mondstaub [46]	1,4-1,6	300-700	2
Fluffy (C) *	0,5	500	2
Fluffy(SiO ₂)*	1,5	500	2

* = geschätzte Werte

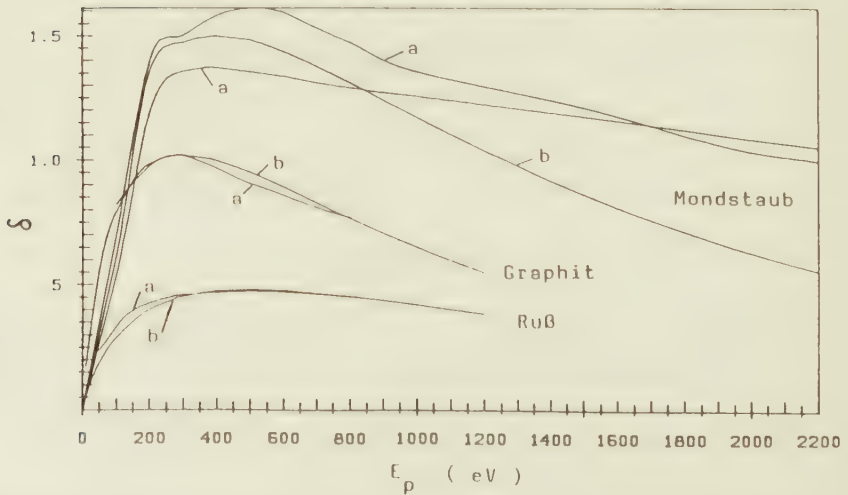


Abb. 27 Experimentelle (a) und theoretische (b) Sekundärelektronenausbeutekurven δ an Ruß, Graphit und Mondstaub

Die Abhängigkeit der Elektronenausbeute vom Einfallswinkel ϑ_p der Primärteilchen wird beschrieben durch die Beziehung

$$(E.4) \quad \delta(E_p, \vartheta_p) = \delta(E_p, \vartheta_p = 0) e^{-\bar{\alpha} \bar{x} \cos \vartheta_p} e^{\bar{\alpha} \bar{x}}$$

mit $\bar{\alpha}$ = Absorptionskoeffizient der Sekundärelektronen im Targetmaterial,

$\bar{x}$ = mittlere Eindringtiefe der Primärteilchen bei Erzeugung der Sekundärelektronen und

$e^{\bar{\alpha} \bar{x}}$ = Normierungskonstante mit Absorptionsprodukt $\bar{\alpha} \cdot \bar{x}$.

Die Formel (E.4) läßt sich als Spezialfall eines Absorptionsgesetzes (e-Faktor) verstehen; da die mittlere Eindringtiefe $\bar{x}$ bei der Erzeugung der Sekundärteilchen richtungsunabhängig ist, verkürzt sich die Entfernung zur Oberfläche bei einem Einfallswinkel ϑ_p um den Faktor $\cos \vartheta_p$.

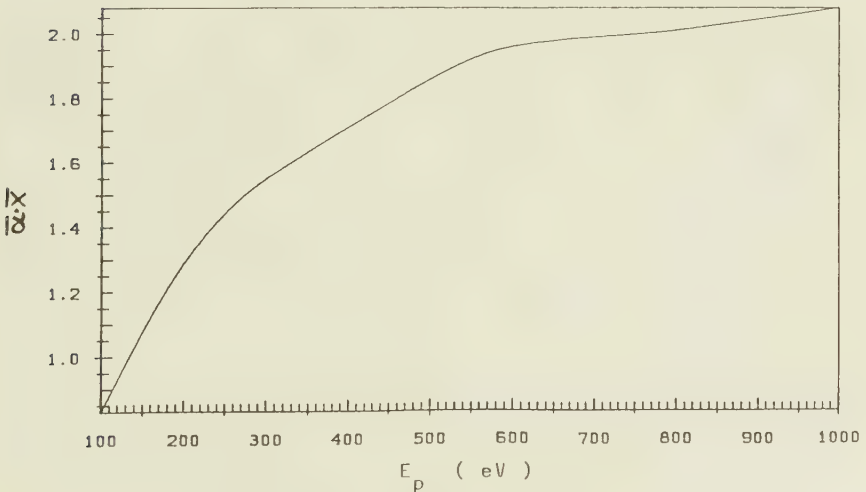


Abb. 28 Primärelektronen-Energieabhängigkeit des Absorptionsproduktes $\bar{\alpha} \bar{x}$ bei Lithium

Wegen der Primärteilchenenergieabhängigkeit von $\bar{x}$ ist auch das Absorptionsprodukt energieabhängig (vgl. als Beispiel Ergebnisse an Li in Abb. 28). Meßergebnisse zur $\delta(\vartheta_p)$ - Beziehung sind in Abb. 29 dargestellt. Als Konsequenz aus der Beziehung (E.4) ergibt sich bei Beschuß einer Targetkugel (Radius r) mit einem monoenergetischen "Parallelteilchenstrahl" der Energie E_p die

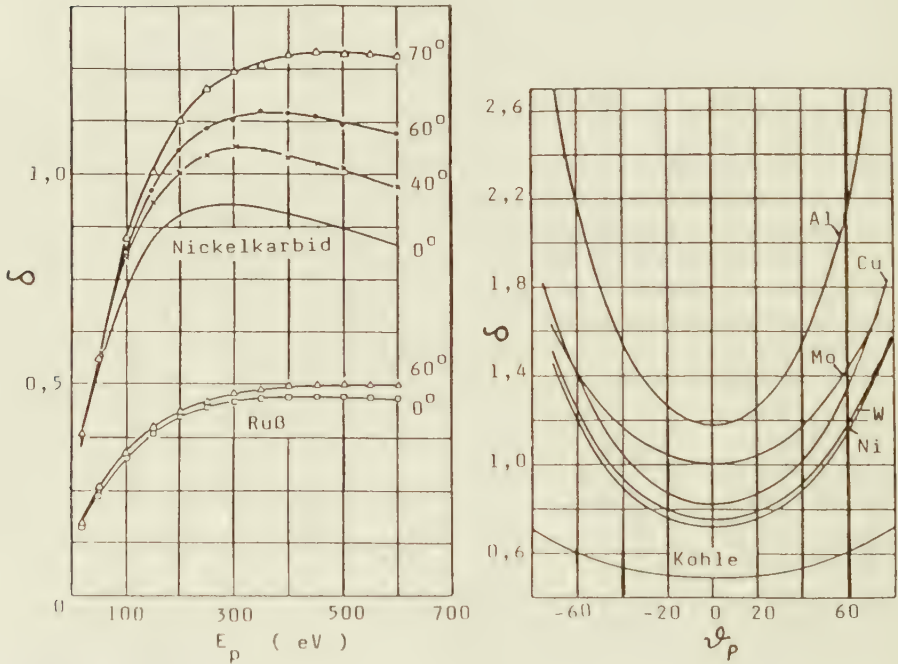


Abb. 29 Einfallswinkelabhängigkeit ϑ_p der Sekundärelektronenausbeute δ [38]
 links : Messungen an Nickelkarbid und RuB
 (Parameter ϑ_p)
 rechts : Messungen an verschiedenen Materialien

über die getroffenen Targethalbkugel integrierte Elektronenausbeute $\langle \delta(E_p) \rangle_{\Omega_p}$

$$(E.5) \quad \langle \delta(E_p) \rangle_{\Omega_p} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \delta(E_p, \vartheta_p) \cos \vartheta_p r^2 \sin \vartheta_p d\vartheta_p d\varphi_p.$$

$$(E.6.a) \quad \langle \delta(E_p) \rangle_{\Omega_p} = \delta(E_p) \frac{2\pi r^2}{(\bar{\alpha} \bar{x})^2} (e^{+\bar{\alpha} \bar{x}} - 1 - \bar{\alpha} \bar{x})$$

oder für kleine Werte des Absorptionsproduktes bzw. verschwindender ϑ_p - Abhängigkeit:

$$(E.6.b) \quad \lim_{\bar{\alpha} \bar{x} \rightarrow 0} \langle \delta(E_p) \rangle_{\Omega_p} = \delta(E_p) \pi r^2 (1 + \frac{\bar{\alpha} \bar{x}}{3}).$$

Das Ergebnis von (E.6.a) ist in Abb. 30 graphisch veranschaulicht; deutlich ist die asymptotische Annäherung an den geometrischen Kugelquerschnitt bei $\bar{\alpha} \bar{x} \rightarrow 0$ zu erkennen (vgl. (E.6.b)).

Die Beziehungen (E.4) bis (E.6) gelten nur für glatte Targetoberflächen, für die sich der Einfallswinkel ϑ_p eindeutig definieren läßt. Dagegen zeigen Experimente an einer rauen Oberfläche wie Ruß (vgl. Abb. 29) nahezu keine Abhängigkeit der Elektronenausbeute von ϑ_p . Die infolge der schrägen Einfallswinkel verstärkt austretenden Sekundärelektronen werden innerhalb der zerklüfteten Oberfläche wegen des vorhandenen Abschattungseffektes reabsorbiert; meist verringert sich dadurch der Gesamtbetrag der Elektronenausbeute sogar. Weil die Fluffy-Teilchen des interplanetaren und kometaren Staubes aus Brownlee-Teilchen-Komplexen aufgebaut sind und eine raue Oberflächenstruktur besitzen, sollte auch für sie die ϑ_p - Abhängigkeit der Ausbeute δ verschwinden. Die in Tab. 9 angegebenen $\delta_{\max}$ - Werte für Kohlenstoff und Silikat müssen für Fluffy-Teilchen aus diesen Materialien tiefer veranschlagt werden (vgl. ebenfalls Tab. 9).

Neben der Oberflächenstruktur hat auch die Belegung der Oberfläche mit Gasatomen Konsequenzen für die Elektronenausbeute. Zwar wird der prinzipielle Verlauf der Primärener-

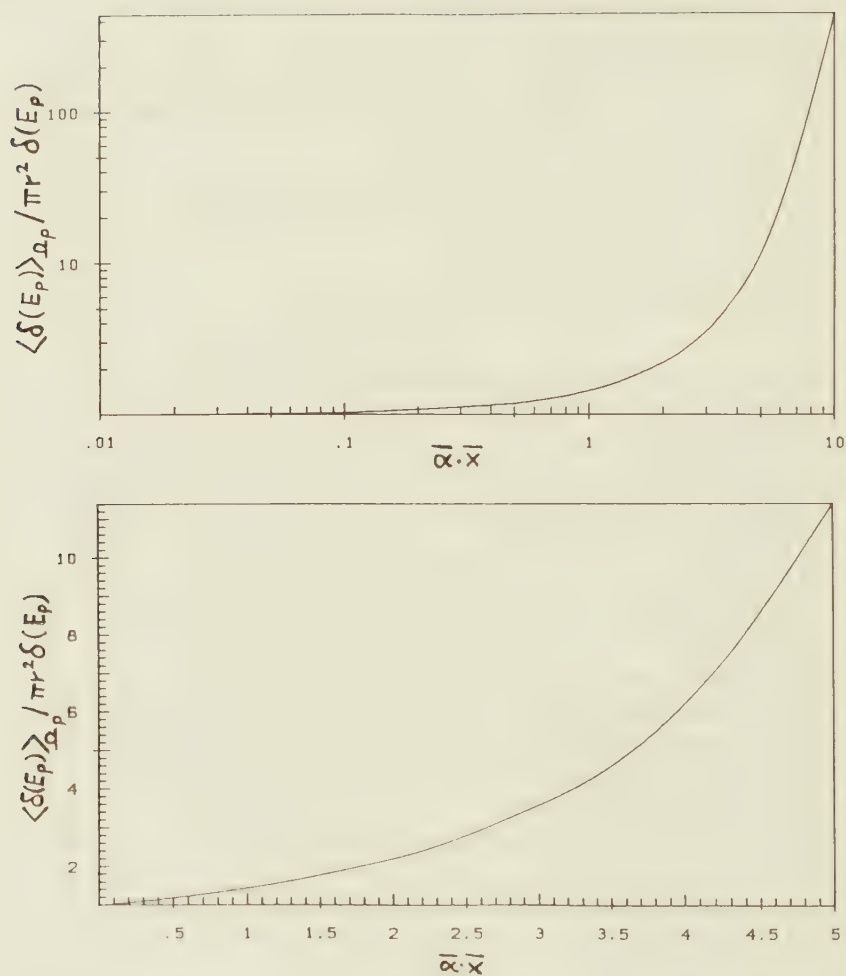


Abb. 30) Effektiver Querschnittsfaktor $\langle \delta(E_p) \rangle_{\Omega_p}$ für die Sekundärelektronenemission als Funktion des Absorptionsproduktes $\bar{\alpha} \cdot \bar{x}$
 oben : logarithmische Auftragung
 unten : lineare Auftragung

gieabhängigkeit nicht verändert, jedoch erhöhen sich die $\delta_{\max}$ - Werte zum Teil erheblich (vgl. Abb. 31). Leider sind die in Tab. 9 gemachten Angaben zu $\delta_{\max}$ an entgasteten Targetoberflächen gemessen worden (Messungen bei definiertem Belegungsgrad liegen praktisch nicht vor!). Es bleibt zu hoffen, daß sich im Plasma des kometaren und interplanetaren Raumes nur wenige Gasatome an den Oberflächen der Staubteilchen anlagern.

Temperatureinflüsse auf die Elektronenausbeute von Targetmaterialien sind in der Literatur bisher nicht erwähnt.

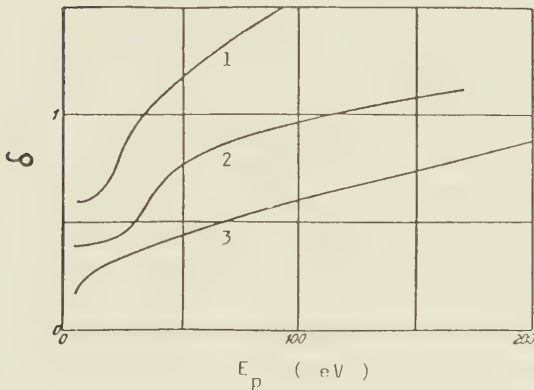


Abb. 31 Einfluß der Oberflächen-Gasbelegung auf die Sekundärelektronenausbeute an Wolfram [38]

Kurve 1 : Ausheizung bei weniger als 900 K
Kurve 2 : 1 Stunde Ausheizung bei 1300 K
Kurve 3 : 1 Stunde Ausheizung bei 1700 K

E.2. Sekundärelektronenemission an Materialoberflächen durch Ionenbeschuß

Die Elektronenausbeute δ , die Ionenstrahlen an Targetoberflächen bewirken können, zeigt in ihrer Primärenergieabhängigkeit ein ähnliches Verhalten wie die bei Elektronen als Projektilteilchen (vgl. Abb. 32); die $\delta_{\max}$ - Werte liegen bei Ionen zwischen 0,5 und maximal 20 (soweit Messungen vorliegen), die zu $\delta_{\max}$ gehörige Primärteilchenenergie $E_{p \max}$ ist beim gleichen Material um Faktoren 10 bis 100 höher als die von Elektronen. Nach den Meßkurven anderer Targets zu urteilen, ist für die Staubmaterialien Kohlenstoff und Silikat im interessierenden Primärenergiebereich bis 10 keV - Ionenmassen unabhängig - mit Elektronenausbeuten in der Größenordnung 0,1 bis 0,5 zu rechnen, d.h. die zu erwartenden Ladungsströme durch die emittierten Elektronen übersteigen die der eintreffenden Primärteilchen nicht. Durch die Rauheit der Staubkornoberfläche sollte - wie in Kapitel E.1 erwähnt - wegen der Abschattungseffekte die Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Primärteilchen verwischt werden (und die maximale Ausbeute $\delta_{\max}$ eventuell abgesenkt sein). Bei zweifach geladenen Heliumionen wurde gegenüber den einfach geladenen Heliumionen eine Erhöhung der Elektronenausbeute um den Faktor 3 festgestellt (vgl. Abb. 33); zusätzlich wirkt offenbar der Gasbelegungszustand der Targetoberfläche ausbeuteerhöhend (vgl. auch Kapitel E.1). Die Energieverteilung der emittierten Elektronen ist nach E.J. Sternglass [44] der im Kapitel E.1 beschriebenen in Form und Absolutwerten ähnlich.

Da die Stromdichten der Ionen in den Ionenplasmen des interplanetaren, erd- und kometennahen Raumes weniger als 1 Prozent der der Elektronen betragen, bleiben die zu erwartenden Elektronenemissionsstromdichten ebenfalls in dieser Größenordnung. Die Elektronenemission durch Ionen ist also

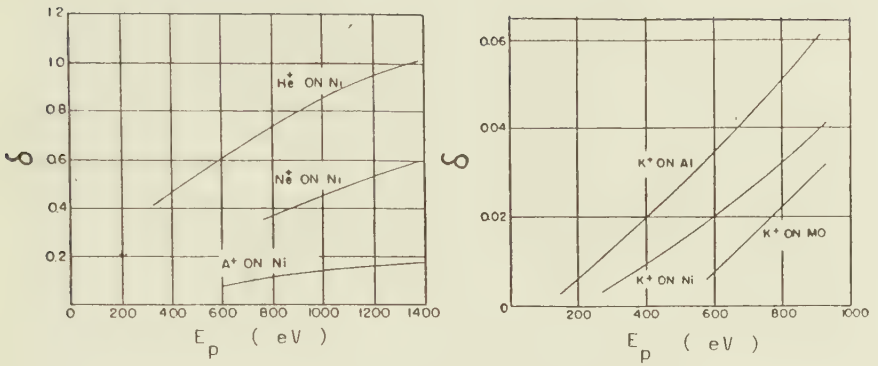


Abb. 32 Elektronenausbeute δ bei Ionenbeschuß von Targetoberflächen [29]

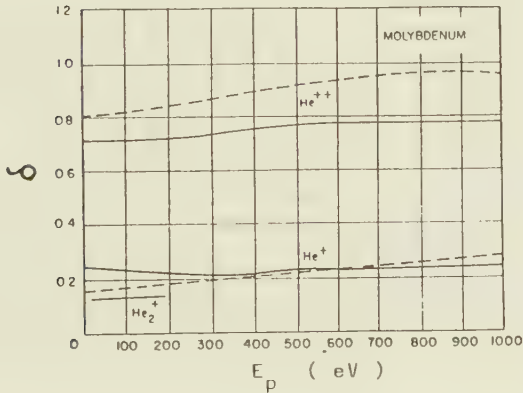


Abb. 33 Elektronenausbeute δ an Molybdän bei Helium-Beschuß - Einfluß der Ionenladung [29]

nicht von gleicher Bedeutung wie die durch Elektronen; sie kann modellmäßig mit einer entsprechend den $\delta_{\max}$ - und $E_{p \max}$ - Werten skalierten Sternglass-Approximation beschrieben werden. Die zu erwartende Genauigkeit dürfte geringer einzustufen sein als die in Kapitel E.1 angeführten 10 Prozent, sollte aber trotzdem zu keiner wesentlichen Verfälschung der Endergebnisse führen (natürlich kann man die Elektronenemissionsströme durch Ionenbeschuß der Staubteilchen auch unberücksichtigt lassen).

E.3. Ionensputtering an Targetoberflächen

Mit dem Begriff Sputtering wird die Emission von Atomen, Molekülen und Ionen aus Targetoberflächen bei Ionenbeschuß bezeichnet (reemittierte Primärteilchen sind in diesem Sinne beim Sputtering keine Sekundärteilchen, im übrigen in ihrer Anzahl vernachlässigbar). Die vorliegenden Experimente mit leichten Ionen an Graphit und Silikat (vgl. Abb. 34) zeigen Sputtering-Ausbeuten zwischen 0,1 und 1 bei Primärenergien zwischen 0,1 und 10 keV; der Ionenanteil an den Sekundärteilchen beträgt nach R. Behrisch [45] stets weniger als 5 Prozent.

Da der Primärstrom der Plasmaionen - im Anwendungsfall - bereits weniger als 1 Prozent des Elektronenplasmastromes ausmacht, ist im Vergleich zu diesem der Strom der Sputtering-Ionen unter 1 Promill. Sputtering ist bei der Ladungsstromberechnung auf Staubteilchen im interplanetaren und kometaren sowie im Erdmagnetosphärenplasma vollkommen unbedeutend.

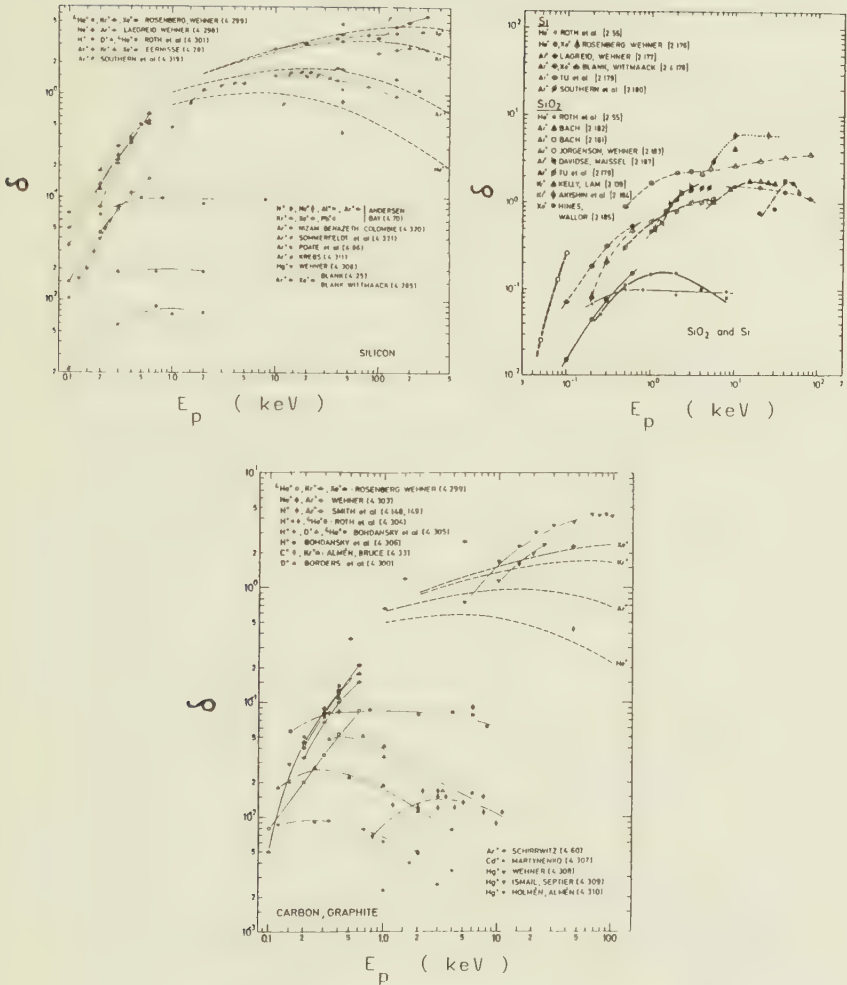


Abb. 34 Sputtering-Ausbeute bei Silizium, Silikat und Graphit in Abhängigkeit von der Primärionenenergie E_p [45]

E.4 Der Teilstrom durch Sekundärelektronenemission von Staubkornoberflächen im Plasma

Für die Berechnung des Sekundärelektronenemissionsstromes bei Staubeilchen im interplanetaren und kometaren Plasma wird vorausgesetzt, daß

- a.) der Primärstrom aus den das Staubpartikel umgebenden Plasmateilchen besteht und in seinen Einzelkomponenten oder insgesamt durch eines der 3 in Kapitel D vorgestellten Modelle beschrieben werden kann,
- b.) die Staubeilchen, bestehend aus Kohlenstoff oder Silikaten, kugelförmige Fluffy-Komplexe mit rauen Oberflächen sind,
- c.) zur Vermeidung von ungleichförmigen Aufladungen der Staubkugel die - eventuell anisotrop einfallenden - Ladungsträger sich gleichmäßig auf bzw. im Staubkörper verteilen (z.B. durch elektrische Leitung oder infolge Rotation der Staubkörner),
- d.) die Sekundärelektronenemissionsausbeute durch die Sternglass-Formel mit einem Sekundärelektronenspektrum nach Grard- oder Maxwell angenähert werden kann; wegen der Oberflächenrauheit sei die Elektronenausbeute nicht vom Einfallswinkel der Primärteilchen abhängig.

Wie in E.3 abgeschätzt, kann man Beiträge zum Ladungsstrom durch Sputtering unberücksichtigt lassen.

Als allgemeiner Ansatz für die Berechnung des Sekundärelektronenemissionsstroms J_{SEE} einer Plasmakomponente schreibt man:

$$(E.7) \quad J_{SEE} = \int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} Q_{eff}(r, \tilde{\nu}_p, \varphi) j_{PL}(\tilde{\nu}_p, v_{op}, \varphi) \delta(E_{sur}) \tilde{\nu}_p^2 d\tilde{\nu}_p \sin\tilde{\nu}_p d\tilde{\nu}_p d\varphi \cdot \tilde{B}(\varphi, E_{smax})$$

Im Integranden von (E.7) stehen:

$Q_{\text{eff}}(r, v_p, \varphi)$ = effektiver Kugelquerschnitt für
die Primärteilchen,

$j_{\text{PL}}(v_p, v_{\text{op}}, \varphi)$ = Produkt aus Anzahlstromdichte der
Primärteilchen und Betrag der
Elektronenladung $|e|$

$$(E.8.a) \quad j_{\text{PL}}(v_p, v_{\text{op}}, \varphi) = |e| v_p f(v_p, v_{\text{op}}, \varphi)$$

mit $f(v_p, v_{\text{op}}, \varphi)$ = Geschwindigkeitsverteilung
der Primärteilchen,

$\delta(E_{\text{SUR}})$ = Sternglass-Approximation für
die Sekundärelektronenausbeute

$$(E.8.b) \quad \delta(E_{\text{SUR}}) = 2,72^2 \delta_{\text{max}} \frac{E_{\text{SUR}}}{E_{\text{pmax}}} \exp\left(-2\sqrt{\frac{E_{\text{SUR}}}{E_{\text{pmax}}}}\right);$$

als multiplikativer Faktor kommt hinzu:

$\tilde{B}(\varphi, E_{\text{s max}})$ = Energieausbeute-Faktor für die
Sekundärelektronen.

Die Einzelgrößen in (E.7) und (E.8) bedeuten:

r = Radius und

φ = Oberflächenpotential des Staubkorns,

v_p = Betrag und

$\vartheta_p, \tilde{\varphi}_p$ = Richtungswinkel des Geschwindigkeitsvektors
der Primärteilchen in einem kartesischen
Koordinatensystem mit dem Staubkornmittel-
punkt als Ursprung und der Richtung der Drift-
geschwindigkeit als z-Achse,

v_{op} = Betrag der Plasmadriftgeschwindigkeit,

$v_{\text{p min}}$ = Minimalgeschwindigkeit der Primärteilchen
zum Überwinden des Staubkornpotentials,

E_{SUR} = kinetische Energie der Primärteilchen an
der Staubkornoberfläche,

δ_{max} = maximale Elektronenausbeute,

$E_{\text{p max}}$ = zu δ_{max} gehörige Primärteilchenenergie,

$E_{\text{s max}}$ = wahrscheinlichste Energie der Sekundär-
elektronen.

Der effektive Kugelquerschnitt Q_{eff} und die Geschwindigkeitsverteilung f hängen vom jeweiligen Plasmamodell ab (vgl. Kapitel D.1/2), der Energieausbeute-Faktor $\tilde{B}$ wird entscheidend durch die Energieverteilung $f_{\text{SEE}}(E_s)$ der Sekundärelektronen bestimmt:

$$(E.8.c) \quad \tilde{B}(\varphi, E_{s\text{max}}) = \int_{E_{s\text{min}}}^{\infty} f_{\text{SEE}}(E_s, E_{s\text{max}}) dE_s$$

mit E_s = kinetische Energie und
 $E_{s\text{min}}$ = Mindestenergie der Sekundärelektronen zum Überwinden des Staubpotentials.

Die Energie E_{SUR} der Primärteilchen an der Staubkornoberfläche hat je nach Plasmamodell verschiedene Darstellungen:

Plasmastrahl	(a) $E_{\text{SUR}} = E_p - q\varphi$,
ruhendes thermisches Plasma	(b) $E_{\text{SUR}} = E_p$,
driftendes thermisches Plasma	(c) $E_{\text{SUR}} = E_p - q\varphi$.

Die Unterschiede der Fälle (a) bis (c) sind eine direkte Konsequenz der Randbedingungen, die für die jeweilige Geschwindigkeitsverteilung f der Plasmateilchen gelten. Im Falle des ruhenden thermischen Plasmas (b) beschreibt f die Geschwindigkeiten der Primärteilchen direkt an der Staubkornoberfläche (die Primärteilchen verlieren bis zur Staubkornoberfläche keine Energie mehr), in den beiden anderen Fällen gibt f die Verhältnisse "unendlich" weit entfernt vom Staubkorn wieder (die Primärteilchen erhöhen oder erniedrigen beim Durchlaufen des Staubkornpotentials ihre kinetische Energie). Aus den gleichen Überlegungen heraus ergeben sich für die genannten Fälle verschiedene Ausdrücke für $v_{p\text{min}}$ (vgl. (E.11.a-c)).

Die Plasmamodell abhängigen Beziehungen lauten somit (vgl. Kapitel D):

- monoenergetischer Plasma

$$(E.9.a) \quad Q_{\text{eff}}(r, v_p, \varphi) = \pi r^2 \left(1 - \frac{q\varphi}{E_p}\right),$$

$$(E.10.a) \quad f(v_p, v_{op}, \varphi) = -N \delta(\tilde{\varphi}_p - \varphi_p) \delta(\omega \tilde{v}_p - \omega v_p) \delta(E_p - \tilde{E}_p) ,$$

$$(E.11.a) \quad v_{pmin} = \begin{cases} 0 & \text{für } q\varphi \leq 0 \\ \sqrt{\frac{2q\varphi}{m_p}} & q\varphi > 0 \end{cases} ,$$

$$(E.12.a) \quad E_{sur} = E_p - q\varphi .$$

- ruhendes thermisches Plasma

$$(E.9.b) \quad Q_{eff}(r, v_p, \varphi) = \pi r^2 ,$$

$$(E.10.b) \quad f(v_p, v_{op}, \varphi) = \left(\frac{m_p}{2\pi \tilde{E}_p} \right)^{3/2} N e^{-\frac{E_p}{\tilde{E}_p} - \frac{q\varphi}{\tilde{E}_p}} ,$$

$$(E.11.b) \quad v_{pmin} = 0 ,$$

$$(E.12.b) \quad E_{sur} = E_p .$$

- driftendes thermisches Plasma

$$(E.9.c) \quad Q_{eff}(r, v_p, \varphi) = \pi r^2 \left(1 - \frac{q\varphi}{E_p} \right) ,$$

$$(E.10.c) \quad f(v_p, v_{op}, \varphi) = \left(\frac{m_p}{2\pi \tilde{E}_p} \right)^{3/2} N \exp \left[-\frac{m_p}{2 \tilde{E}_p} (v_p^2 - 2v_p v_{op} \omega \tilde{v}_p + v_{op}^2) \right] ,$$

$$(E.11.c) \quad v_{pmin} = \begin{cases} 0 & \text{für } q\varphi \leq 0 \\ \sqrt{\frac{2q\varphi}{m_p}} & q\varphi > 0 \end{cases} ,$$

$$(E.12.c) \quad E_{sur} = E_p - q\varphi$$

mit q = Ladung,
 m_p = Masse,
 $\bar{E}_p$ = mittlere thermische Energie und
 N = Raumdichte der Primärteilchen.

Einsetzen der Formeln (E.9) bis (E.12) in (E.7) ergibt:

- monoenergetischer Plasmastrahl

$$(E.13.a) \quad J_{SEE/ME} = N |e| 2,72^2 \delta_{max} \pi r^2 \left(1 - \frac{q\varphi}{E_p}\right) \tilde{B}(\varphi, E_{smax}) \cdot$$

$$\cdot \frac{E_p - q\varphi}{E_{pmax}} \exp\left(-2\sqrt{\frac{E_p - q\varphi}{E_{pmax}}}\right) \cdot$$

$$\cdot \begin{cases} 0 & 0 \leq E_p \leq E_{pmin} \\ \sqrt{\frac{2E_p}{m_p}} & E_p > E_{pmin} \end{cases} \quad \text{für}$$

- ruhendes thermisches Plasma

$$(E.13.b) \quad J_{SEE/TH} = N |e| \frac{2,72^2}{2} \delta_{max} \pi r^2 \exp\left(-\frac{q\varphi}{E_p}\right) \cdot \sqrt{\frac{8\bar{E}_p}{\pi m_p}}$$

$$\cdot \tilde{B}(\varphi, E_{smax}) F_5^-(x, 0, \infty)$$

mit $F_5^-(x, 0, \infty)$ nach Formel (D.29.c) bzw. Anhang und

$$x = \frac{E_{pmax}}{4 \bar{E}_p} ,$$

- driftendes thermisches Plasma

$$(E.13.c) \quad J_{SEE/TE} = N |e| \frac{2,72^2}{\sqrt{2\pi m_p}} \frac{\delta_{max}}{E_{pmax}} \pi r^2 \frac{1}{\sqrt{\bar{E}_p E_{op}}} \cdot$$

$$\cdot \exp\left(\frac{E_{op} - q\varphi}{E_p}\right) \tilde{B}(\varphi, E_{smax}) Z_s$$

mit

$$Z_s = \int_{E_{pmin}}^{\infty} (E_p - q\varphi)^2 \frac{1}{\sqrt{E_p}} \sinh\left(\frac{2\sqrt{E_p E_{op}}}{E_p}\right) \cdot$$

$$\cdot \exp\left[-\left(\frac{E_p - q\varphi}{E_p} + 2\sqrt{\frac{E_p - q\varphi}{E_p}}\right)\right] dE_p$$

und

$$E_{p\min} = \begin{cases} 0 & \text{für } q\varphi \leq 0 \\ q\varphi & \text{für } q\varphi > 0 \end{cases},$$

$$E_{op} = \frac{1}{2} m_p v_{op}^2.$$

(Die weitere Auswertung dieses Integrals Z_s ist nur numerisch möglich).

Es sei angemerkt, daß sämtliche auf dem Staubkorn auftreffenden Primärteilchen zum Sekundärelektronenemissionsstrom beitragen, auch wenn die Primärteilchen das Staubkorn selbst durchdringen; deswegen ist die Integralobergrenze in (E.7) bzw. (E.13.b/c) unendlich.

Die Durchführung der Integration von (E.8.c) mit den Verteilungsfunktionen für die Sekundärelektronen nach Maxwell (E.2.a) bzw. Grard (E.2.b) ergibt für den Energieausbeute-Faktor $\tilde{B}$:

$$(E.14.a) \quad \tilde{B}_I(\varphi, E_{s\max}) = 1 - \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{E_{s\min}}{E_{s\max}}}\right) + \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{E_{s\min}}{E_{s\max}}} e^{-\frac{E_{s\min}}{E_{s\max}}}$$

(Maxwell-Verteilung),

$$(E.14.b) \quad \tilde{B}_{II}(\varphi, E_{s\max}) = \left(1 + \frac{E_{s\min}}{E_{s\max}}\right) e^{-\frac{E_{s\min}}{E_{s\max}}}$$

(Grard-Verteilung)

mit

$$(E.14.c) \quad E_{s\min} = \begin{cases} 0 & \text{für } |\varphi| \leq 0 \\ |\varphi| & \text{für } |\varphi| > 0 \end{cases}.$$

F. Der Teilstrom durch Photoeffekt des Staubmaterials im Sonnenlicht

Bei der Berechnung des Ladungsstromes, der infolge der Elektronenemission durch Photoeffekt des Staubmaterials im Sonnenlicht entsteht, werden erneut einige - in den Kapiteln D und E angeführte - Modellannahmen für die Staubpartikel getroffen:

- die Staubkörner sind kugelförmig mit Radien größer als $1\text{ }\mu\text{m}$, sie setzen sich aus Submikrometer großen Einzelteilchen (aus Graphit bzw. Silikat) zu Fluffy-Komplexen mit unregelmäßiger, nicht glatter Oberfläche zusammen;
- die wegen der ausgelösten Photoelektronen auf der Sonnen beschienenen Seite des Staubkorns zurückbleibenden positiven Ladungen verteilen sich gleichmäßig auf der Oberfläche (beim Strom leitenden Graphit) bzw. im Inneren (beim Isolator Silikat z.B. infolge der Rotationsbewegung des Staubkorns), das Potential an der Kugeloberfläche wird durch die Coulomb-Formel beschrieben.

Der Photoeffekt durch kurzwelliges Sonnenlicht tritt im gesamten Staubkorn auf, allerdings sind nur die in einer wenige $100\text{ }\text{\AA}$ dicken Schicht an der Materialoberfläche ausgelösten Photoelektronen in der Lage, die Oberfläche zu erreichen und - eventuell - das Staubkorn zu verlassen. Die weiter im Inneren freigesetzten Elektronen werden durch Streuprozesse im Festkörper gestoppt und können nicht an die Oberfläche gelangen.

Der halbempirische Ansatz zur Bestimmung des Photostromes J_{PH} ähnelt formal denen der Plasma- bzw. Sekundärelektronenströme:

$$(F.1.) \quad J_{PH} = q \int_{E_{\gamma min}}^{\infty} Q_{PH}(r, E_{\gamma}) S(E_{\gamma}) Y(E_{\gamma}) \tilde{B}(\varphi, E_{cPH}) dE_{\gamma}$$

mit q = Ladung ($q = |e|$),
 $Q_{PH}(r, E_Y)$ = effektiver Photoquerschnitt des Staub-
 korns,
 $S(E_Y)$ = Strahlungsspektrum des einfallenden
 Lichtes,
 $Y(E_Y)$ = Quantenausbeute des Photoeffekts,
 $\tilde{B}(\varphi, E_{OPH})$ = Energieausbeute-Faktor des Photo-
 elektronenstroms,
 E_{Ymin} = Austrittsarbeit des Materials (beim
 Photoeffekt) und
 E_{OPH} = wahrscheinlichste Photoelektronen-
 energie.

Die Ladung q ist positiv und gleich dem Betrag einer Elementarladung.

Nun zu den weiteren Faktoren in (F.1) im Einzelnen!

Das Strahlungsspektrum $S(E_Y)$: bei Staubteilchen im erd-,
 kometennahen und interplanetaren Raum ist nur das
 Sonnenspektrum von Interesse; die spektrale Energiever-
 teilung, gemessen in Erdentfernung, zeigt Abb. 35a, den
 für den Photoeffekt bedeutsamen kurzwelligen Teil des
 solaren Strahlungsflusses Abb. 35b. Das Kontinuum
 (zwischen 4 und 12 eV um ca. 6 Größenordnungen abnehmend)
 ist überlagert von einigen stärkeren Linien (z.B. Lyman α
 bei 10,2 eV), zusätzlich sind in diesem Bereich Inten-
 sitätsschwankungen von bis zu einer Größenordnung infolge
 variabler Sonnenaktivität zu beobachten (vgl. Abb. 35a).
 Die Strahlungsintensität nimmt quadratisch mit dem Sonnen-
 abstand R ab:

$$(F.2.) \quad S(R) = \frac{S(R=1 AU)}{R^2} \quad (R \text{ in AU}).$$

Die Quantenausbeute $Y(E_Y)$: sie gibt an, wieviele Elek-
 tron pro einfallendem Photon der Energie E_Y das
 Material verlassen; hierin sind auch alle Elektronen be-
 rücksichtigt, die durch Wechselwirkung der eigentlichen

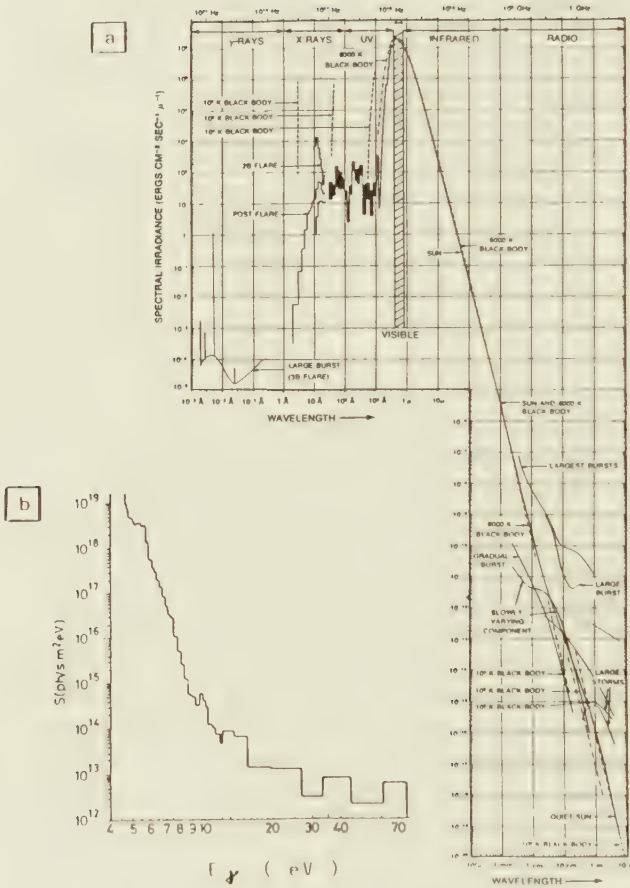


Abb. 35a,b Überblick über das solare Strahlungsspektrum
a : Gesamtüberblick
b : kurzwelliger Anteil

Photoelektronen mit Festkörperelektronen erzeugt werden. Die wesentlichen Bestimmungsfaktoren der Quantenausbeute sind das Material (bzw. die Bänderstruktur im Material) und die Photonenenergie E_{γ} . Von B. Feuerbacher und B. Fitton [47] liegen Messungen der $Y(E_{\gamma})$ -Funktion für die Materialien Graphit (vgl. Abb. 36a) und Silica (vgl. Abb. 36b) (mit einer dünnen Kohlenstoffaufdampfschicht) vor. Typisch ist der sehr abrupte Anstieg der Quantenausbeute von 0 auf Werte um 0,1 (bei etwa 10 bis 15 eV Photonenenergie) beim Überschreiten einer materialspezifischen Schwellenenergie, der Austrittsarbeit $E_{\gamma \text{ min}}$. Nach Durchlaufen eines plateauartigen Maximums (vgl. Tab. 10) senkt sich die Quantenausbeute langsam mit steigender Photonenenergie ab (in den Abb. 36a, b ist die Reflexionsfähigkeit des untersuchten Materials miteingezeichnet). Abb. 36c gibt die Quantenausbeute von Mondstaub wieder, die von R.F. Willis et al. [46] gemessen wurde; sie unterstreicht den gleichartigen Verlauf von Y bei verschiedenen Materialien. Die Feinstruktur des Kurvenverlaufs ist abhängig von der Bandstruktur im Material. Empirische Approximationen von Y für die beiden von Feuerbacher und Fitton untersuchten Materialien finden sich bei T. Mukai [17]. Weitere Einflußfaktoren auf die Quantenausbeute sind der Einfallswinkel der Photonen sowie der Begasungszustand der Materialoberfläche. Bei Fluffy-Teilchen ist wegen der körnigen Struktur der Oberfläche nicht mit einer starken Einfallswinkelabhängigkeit zu rechnen (ähnlich wie bei der Sekundärelektronenemission). Der Belegungszustand der Oberfläche mit Fremdatomen entsprach bei den Versuchen von B. Feuerbacher und B. Fitton dem unter Weltraumbedingungen zu erwartendem Grad. Die Austrittsarbeit $E_{\gamma \text{ min}}$: diese stoffabhängige Größe läßt sich für die bei B. Feuerbacher und B. Fitton untersuchten Materialien Graphit und Silica mit Kohlenstoffbedampfungsschicht aus den Abb. 36a, b ablesen; gemeinsam

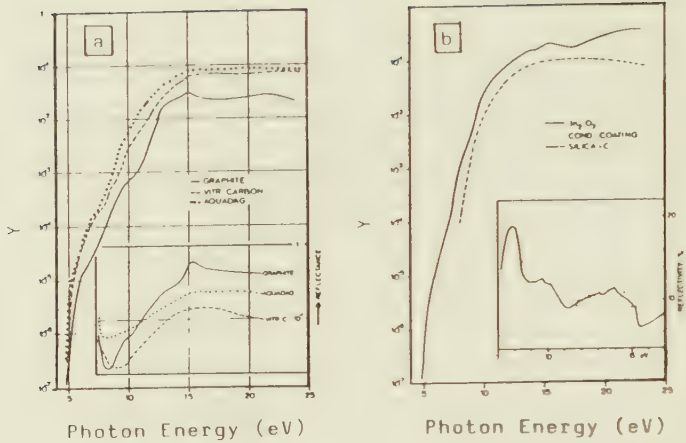


Abb. 36a,b,c Quantenausbeute Y beim Photoeffekt an Graphit (a) [47], Silica+C (b) [47] und Mondstaub (c) [46]

mit den Maximumswerten von γ sind sie in Tab. 10 zusammengestellt. Insbesondere der $E_{\gamma \min}$ - Wert für Silica läßt sich kaum mit der von anderen Autoren (z.B. W. Schnellhammer [48] und J. Olivier et al. [49]) bestimmten Bandstruktur von SiO_2 in Übereinstimmung bringen. Beide Quellen geben als Energiedifferenz zwischen Vakuum und Valenzbandoberkante etwa 10,5 eV an, ein Wert, der deutlich über dem in Tab. 10 genannten $E_{\gamma \min}$ liegt. Die Erklärung für diese Diskrepanz ist eventuell in der Kohlenstoffbedampfungsschicht zu suchen, die für Photonenenergien nahe der Austrittsarbeit des Silica-Materials - trotz ihrer geringen Dicke von 60 Å - eine deutliche Erhöhung der Quantenausbeute bewirken und damit einen geringeren $E_{\gamma \min}$ - Wert vortäuschen kann. Der Einfluß möglicher positiver Ladungen im Staubmaterial auf eine Absenkung der Austrittsarbeit ist vernachlässigbar, da die erreichbaren positiven Potentiale in interplanetaren, kometaren und Magnetosphärenplasmen nur wenige Volt betragen (vgl. Kapitel I, K).

Tabelle 10 Kenngrößen des Photoeffekts

Material	$E_{\gamma \min} \text{ (eV)}$	$\gamma_{\max}$	$E_{0 \text{ PH}} \text{ (eV)}$	$\Pi \text{ (e /cm}^2 \cdot \text{s)}$
Graphit [47]	4,7	0,03	2,5	$2,5 \cdot 10^9$
Silica+C [47]	6,5 *	0,1	?	$2,0 \cdot 10^{10}$
Mondstaub [46]	5,0	0,09	2,2	$2,8 \cdot 10^9$
Stahl [42,47]	4,4	0,12	1,5-2,5	$1,2 \cdot 10^{10}$

* = extrapolierte Wert aus Abb. 36b

? = keine Angaben

Die Angaben für Π gelten bei 1 AU Sonnenabstand.

Der effektive Querschnitt $Q_{PH}(r, E_\gamma)$: wegen der Unabhängigkeit der Quantenausbeute Y vom Photoneneinfallswinkel ist bei kugelförmigen Fluffy-Teilchen mit mehr als $1 \mu m$ Radius der effektive Querschnitt Q_{PH} für den Photoeffekt gleich dem geometrischen Kugelquerschnitt

$$(F.3.) \quad Q_{PH}(r, E_\gamma) = \pi r^2.$$

Abweichungen von (F.3) sind für Wellenlängen in der Größenordnung des Staubkornradius zu erwarten, und müssen mittels der Mie-Theorie berechnet werden. Dabei spielen die Photonenenergie E_γ , der Teilchenradius r und Materialbrechungsindex n eine wesentliche Rolle. T. Mukai hat in [17] Berechnungen von effektiven Teilchenquerschnitten für Graphit und Silikat unter Berücksichtigung der Mie-Theorie publiziert (vgl. Abb. 37). Erst für Teilchenradien unter $1 \mu m$ erhöht sich gering-

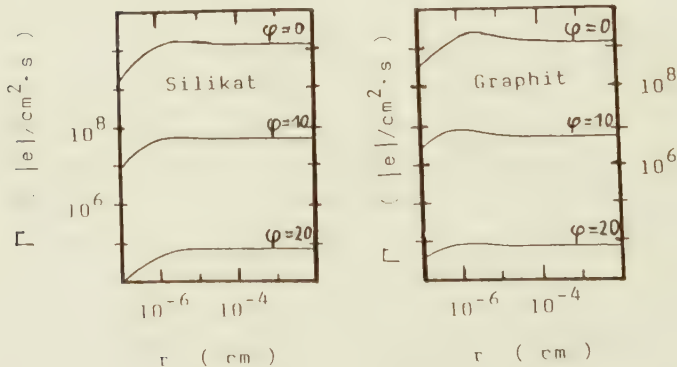


Abb. 37 Auswirkungen des effektiven Kugelquerschnitts auf den Photostrom Γ [17]

Parameter : Oberflächenpotential φ (V)

fällig der Photoelektronenfluß infolge eines größeren Q_{PH} - Faktors, bei weiter abnehmendem Radius sinkt der Photoelektronenfluß wieder ab. Die Wellenlänge $1 \mu m$ entspricht einer Photonenenergie von $1,24 \text{ eV}$. Da der Photoeffekt wegen der Austrittsarbeit $E_{\gamma \min}$ erst bei Photonenenergien über 4 eV wirksam ist, genügt die Berücksichtigung des Teilchenquerschnitts nach (F.3) bei der Berechnung des Photostromes.

Der Energieausbeute-Faktor $\tilde{B}(\varphi, E_{oPH})$ des Photostromes: der Energieausbeute-Faktor $\tilde{B}$ gibt - genau wie im Falle der Sekundärelektronenemission - den Anteil der aus dem Material austretenden Photoelektronen an, die genügend kinetische Energie zum Überwinden des Oberflächenpotentials des Staubkorns besitzen. Die Messungen von B. Feuerbacher und B. Fitton [47] (vgl. Abb. 38) haben gezeigt, daß die Verteilungsfunktion f_{PH} der austretenden Photoelektronen der der Sekundärelektronenemission sehr ähnlich ist. Auch hier ist der hohe Anteil niederenergetischer Elektronen (0 bis 10 eV) zu beobachten, der durch energieverteilende Streuprozesse der eigentlichen Photoelektronen im Festkörper zustande kommt. Angaben zur wahrscheinlichsten Energie E_{oPH} der Photoelektronen finden sich in Tab. 10. Für f_{PH} ist auf Vorschlag von R.J.L. Gard [50] die Verteilung (vgl. Abb. 39a).

$$(F.4.a) \quad f_{PH}(E_{PH}) = \frac{1}{E_{oPH}^2} E_{PH} e^{-\frac{E_{PH}}{E_{oPH}}}$$

mit E_{PH} = Energie des Photoelektrons und
 E_{oPH} = wahrscheinlichste Photoelektronenenergie (vgl. Tab. 10)

in der Diskussion, dagegen sehen B. Feuerbacher und B. Fitton [47] f_{PH} durch eine Maxwell - Verteilung gut approximiert:

$$(F.4.b) \quad f_{PH}(E_{PH}) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} (2E_{oPH})^{3/2}} \sqrt{E_{PH}} e^{-\frac{E_{PH}}{2E_{oPH}}}.$$

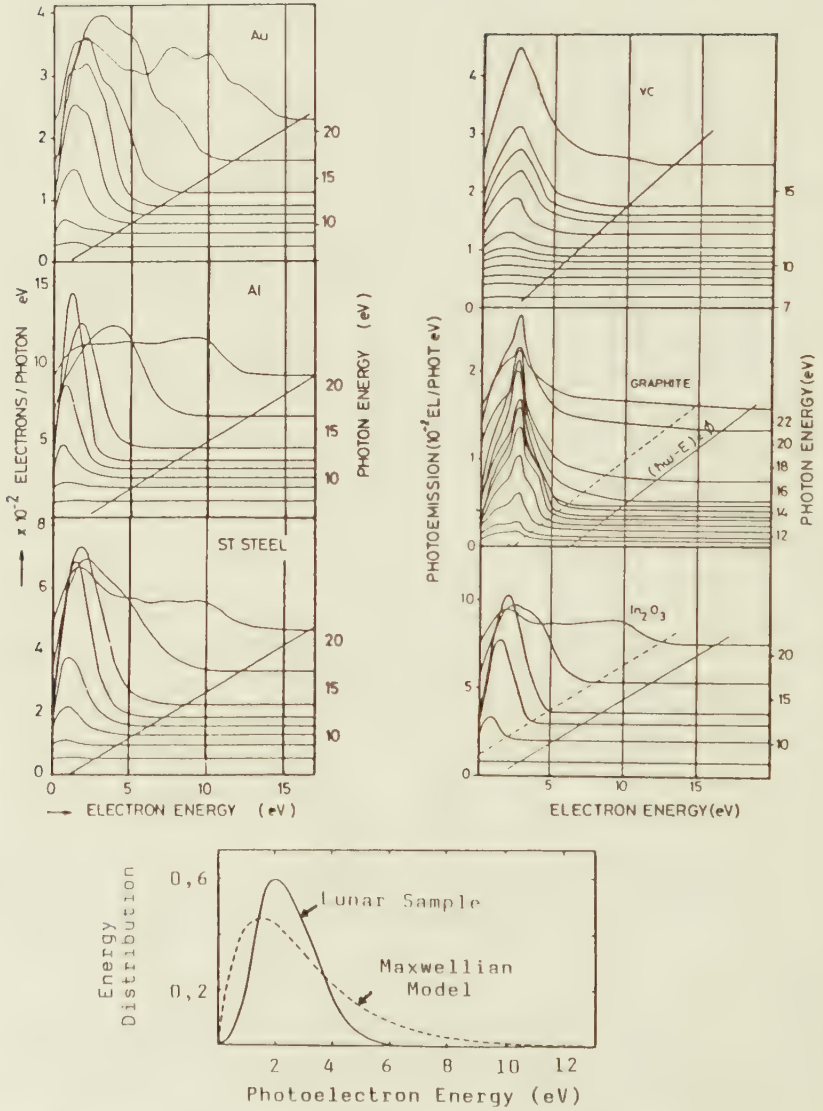


Abb. 38 Energieverteilungen der Photoelektronen bei verschiedenen Materialien [46,47]

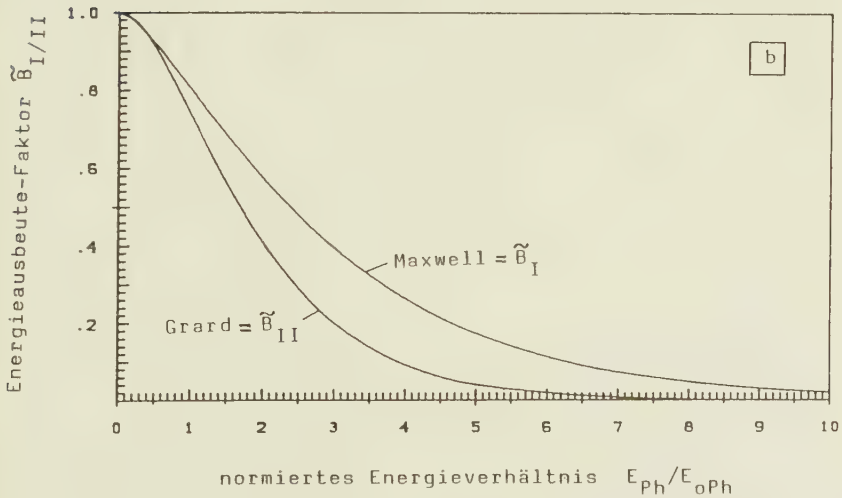
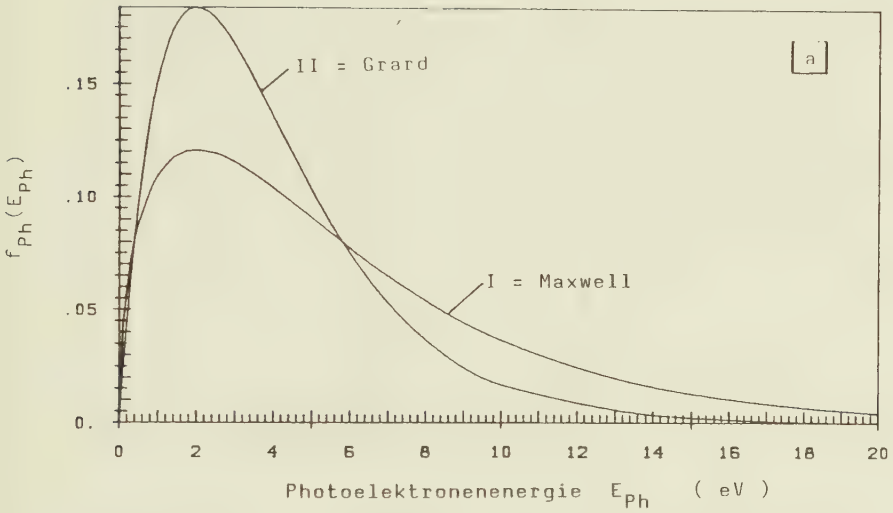


Abb. 39a,b Photoelektronenverteilung und Energieausbeute-Faktor nach Maxwell (I) und Grard (II)
a : Photoelektronenverteilung $f_{Ph}(E_{Ph})$
b : Energieausbeute-Faktor $\tilde{B}$

Da in einem thermischen Plasma von der Energie und der Dichte der in Kapitel A.2 vorgestellten Plasmen die aus- tretenden Photoelektronen nahezu keine Stöße mit Plasma- teilchen innerhalb der Debye-Kugel erleiden und im Falle des Plasmastrahls die Wechselwirkung der geladenen Teilchen untereinander vernachlässigt wird, findet man für den Energieausbeute-Faktor $\tilde{B}$ (nach dem in Kapitel E.4 beschriebenen Ansatz, vgl. Abb. 39b):

$$(F.5.) \quad \tilde{B}(E_{\text{OPH}}, \varphi) = \left\{ \begin{array}{ll} 1 & \text{für } \varphi \geq 0 \\ \left(\frac{|e|\varphi}{E_{\text{OPH}}} + 1 \right) e^{-\frac{|e|\varphi}{E_{\text{OPH}}}} & \text{(Grard)} \\ 1 - \exp\left(-\frac{|\varphi|}{E_{\text{OPH}}}\right) + \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{|e|\varphi}{E_{\text{OPH}}}} e^{-\frac{|e|\varphi}{E_{\text{OPH}}}} & \text{(Maxwell)} \end{array} \right\} \quad \text{für } \varphi < 0$$

Die Verknüpfung der Meßergebnisse vom Strahlungsspektrum der Sonne und der Quantenausbeute beim Photoeffekt er- gibt die spektrale Photoelektronenflußdichte an einem Material bei Sonnenbestrahlung. Als Beispiel sind in Abb. 40 die von Graphit nach B. Feuerbacher und B. Fitton [47] und von Mondstaub nach R.F. Willis et al. [46] dargestellt (jeweils bei $\varphi = 0$). Das Maximum in der Nähe von 7 eV Photonenenergie rührt vom hohen Photonenfluß im Sonnenspektrum her, das bei 15 eV wird durch das breite Plateau-Maximum der Quantenausbeute in diesem Energiebereich verursacht. Die Photoelektronen- flußdichte der Lyman- α - Linie im Sonnenspektrum ist im Histogramm für den Mondstaub durch einen Stern markiert. Auf der Basis der experimentellen Ergebnisse von B. Feuerbacher und B. Fitton extrapolierte T. Mukai [17] die Photoelektronenflußdichte (für Potential $\varphi = 0$) bei Staubbörnern mit Radien über 1 μm in 1 AU Sonnenent- fernung zu:

$$\begin{array}{lll} \text{Silica + C :} & \Gamma \cong 2,0 \cdot 10^{10} & \text{Elektronen/cm}^2\text{s,} \\ \text{Graphit} & ; & \Gamma \cong 2,5 \cdot 10^9 \quad \text{Elektronen/cm}^2\text{s.} \end{array}$$

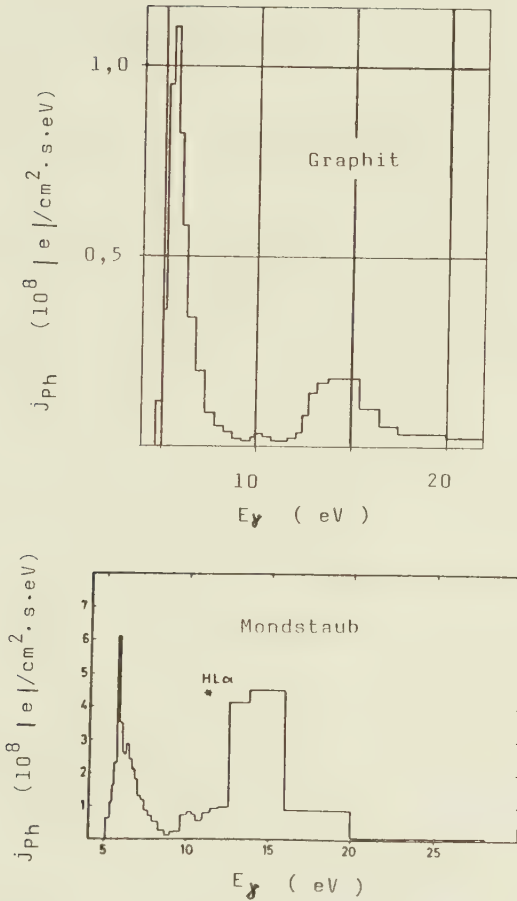


Abb. 40 Photoelektronenflußdichte j_{ph} an Graphit [47] und Mondstaub [46] bei Sonnenbestrahlung

Der Wert für Silica + C dürfte wegen der erwähnten überschätzten Quantenausbeute für Photoenergien unter 10 eV als obere Grenze anzusehen sein. S.P. Wyatt [14] gibt für Eisen einen Γ - Wert von $2,5 \cdot 10^{10}$ Elektronen/cm²s an, B. Feuerbacher und B. Fitton [47] für Graphit $4,5 \cdot 10^9$ Elektronen/cm²s.

Insgesamt läßt sich der Ladungsstrom durch Photoeffekt an Staubbkugeln mit Radien über 1 μ m im Sonnenlicht beschreiben durch

$$(F.6.) \quad J_{PH} = \pi r^2 \Gamma \tilde{B}(\varphi, E_{oPH})$$

((F.6) ist als Näherung auch bei Teilchenradien zwischen 0,1 μ m und 1 μ m akzeptabel).

G. Gesamtladungsstrom, Gleichgewichtspotential und Aufladezeit

G.1. Allgemeine Formulierung

Im Kapitel C.1 wurden mögliche Ladungsströme für interplanetare und kometare Fluffy-Staubpartikel aufgezählt; wie die Diskussion dort sowie in den Kapiteln D, E und F zeigte, sind für den Gesamtladungsstrom (J_{ges}) eines Fluffy-Staubkorns im inneren Bereich des Sonnensystems (Sonnenabstand < 10 AU) hauptsächlich der Teilstrom durch die auf die Oberfläche treffenden geladenen Plasmateilchen (J_{PL}) sowie der der dabei emittierten Sekundärelektronen (J_{SEE}) und der Teilstrom durch die von der Sonnenstrahlung herausgeschlagenen Photoelektronen (J_{PH}) von Bedeutung:

$$(G.1) \quad J_{\text{ges}} = J_{\text{PL}} + J_{\text{SEE}} + J_{\text{PH}} .$$

Der Gesamtladungsstrom J_{ges} führt zur Aufladung des Staubkorns

$$(G.2) \quad \frac{dQ}{dt} = J_{\text{ges}} ,$$

wobei Q die Gesamtladung des Staubkorns bezeichnet. Die Zeit $\Delta t(Q_1, Q_2)$, die J_{ges} für die Aufladung des Staubkorns von Q_1 nach Q_2 benötigt, errechnet sich nach:

$$(G.3) \quad \Delta t(Q_1, Q_2) = \int_{Q_1}^{Q_2} \frac{dQ}{J_{\text{ges}}} .$$

Die Ladung Q des Staubkorns beeinflusst ihrerseits den Gesamtladungsstrom J_{ges} :

$$J_{\text{ges}} = J_{\text{ges}}(Q) .$$

Diejenige Staubkornladung, für die J_{ges} Null wird und die sich nach (G.2) zeitlich nicht mehr verändert, heißt Gleichgewichtsladung Q_c ; für sie gilt:

$$(G.4) \quad \left. \frac{dQ}{dt} \right|_{Q_c} = J_{\text{ges}}(Q_c) = 0 \quad .$$

Nach (G.3) folgt für die Aufladezeit von Q' nach Q_c :

$$(G.5) \quad \Delta t(Q', Q_c) = \int_{Q'}^{Q_c} \frac{dQ}{J_{\text{ges}}(Q)} \rightarrow \infty \quad ,$$

d.h. der Aufladevorgang bis zur Gleichgewichtsladung Q_c dauert "unendlich" lang.

Die Gesamtladung Q des Staubkorns ist über

$$(G.6) \quad Q = \int_V \rho(\underline{r}') dV_{r'}$$

verknüpft mit der Ladungsdichteverteilung $\rho(\underline{r}')$ im Volumen V des Staubkorns. Das Potential $\varphi(\underline{r})$ an einem Oberflächenpunkt $\underline{r}$ des Staubkorns errechnet sich nach (B.6.b) (im Außenraum)

$$(G.7) \quad \varphi(\underline{r}) = \int_V \frac{\rho(\underline{r}')}{4\pi\epsilon_0|\underline{r}-\underline{r}'|} dV_{r'} \quad ,$$

das für die in $\underline{r}$ herrschende Materialspannung durch Coulomb-Abstoßung verantwortliche elektrische Feld $\underline{E}(\underline{r})$ nach

$$(G.8) \quad \underline{E}(\underline{r}) = -\underline{\nabla} \varphi(\underline{r}) \quad .$$

Bei der Bestimmung von φ und $\underline{E}$ spielt die Form des Staubpartikels eine große Rolle.

Dies sowie die Schwierigkeiten bei der mathematischen Formulierung der Teiladungsströme J_{PL} , J_{SEE} und J_{PH} für beliebige Körper zwingen in der theoretischen

Berechnung der Potentiale von Staubkörnern zur Einschränkung des Problems auf einfachste Körpergeometrien. In der Regel erlaubt nur die Kugelform eine numerische- und teilweise auch analytische - Lösung der Bedingungsgleichung für das Gleichgewichtspotential und die Aufladezeit (mit vertretbarem Rechenaufwand). Bei der Anwendung der so erhaltenen Ergebnisse auf die Staubkörner im inneren Sonnensystem muß die Annahme der Kugelform beachtet werden; die Verhältnisse auf sehr länglichen oder stark zerklüfteten Staubpartikeln werden durch das Kugelmodell keinesfalls gut wiedergegeben.

G.2 Gleichgewichtspotential und Aufladezeit einer Staubkugel

Der Zusammenhang zwischen der Gesamtladung Q und dem Oberflächenpotential φ_i eines kugelförmigen Staubkorns mit Radius r und Dielektrizitätszahl ϵ besteht nach (B.9.b) und (B.15.a) (φ_i = innen, φ = außen)

$$(G.9) \quad \varphi_i = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} = \frac{1}{\epsilon} \varphi ;$$

dabei wird die Gesamtladung Q als homogen verteilt über das Volumen oder die Oberfläche der Kugel angenommen. Setzt man weiterhin voraus, daß während des Aufladevorgangs keine Radiusänderung (z.B. durch eine Fragmentation des Staubkorns) eintritt, so gilt wegen (G.2):

$$(G.10) \quad \frac{d\varphi}{dt} = \frac{J_{ges}(\varphi)}{4\pi\epsilon_0 r} .$$

Der Gesamtladungsstrom $J_{ges}(\varphi)$ wird jetzt als Funktion des Oberflächenpotentials φ verstanden.

Als Bedingung für das Gleichgewichtspotential φ_c folgt aus (G.4)

$$(G.11) \quad \left. \frac{d\varphi}{dt} \right|_{\varphi_c} = 0 \iff J_{ges}(\varphi_c) = 0 ,$$

die Aufladezeit $\Delta t(\varphi_1, \varphi_2)$ zwischen 2 Potentialen φ_1 und φ_2 errechnet sich nach

$$(G.12) \quad \Delta t(\varphi_1, \varphi_2) = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{4\pi\epsilon_0 r d\varphi}{J_{ges}(\varphi)} .$$

Der Gesamtladungsstrom $J_{ges}(\varphi)$ soll als eine Superposition der Teilladungsströme der geladenen Plasmateilchen (vgl. Kapitel D), der Sekundärelektronen (vgl. Kapitel E) und der Photoelektronen (vgl. Kapitel F) darstellbar sein. Es gelte also:

$$(G.13) \quad J_{ges}(\varphi) = \sum_i J_{TH}(i, \varphi) + \sum_j J_{ME}(j, \varphi) + \\ + \sum_k J_{TE}(k, \varphi) + \sum_i J_{SEE/TH}(i, \varphi) + \\ + \sum_j J_{SEE/ME}(j, \varphi) + \sum_k J_{SEE/TE}(k, \varphi) + \\ + J_{PH}(\varphi) .$$

Das Plasma selbst soll in seinen Einzelkomponenten aus i ruhenden thermischen (TH) (vgl. (D.23), (E.13.a)), j monoenergetischen (ME) (vgl. (D.11), (E.13.b)) und k driften- den thermischen (IE) (vgl. (D.28), (E.13.c)) Teilplasmen bestehen. In einer formalen Parameterschreibweise werden die Teilladungsströme mit

$$(G.14.a) \quad J_{PL}(n, \varphi) = J_{PL}(n, \varphi, \pi r^2, N(n), q(n), m(n), \\ \alpha(n), E(n), E_o(n), E_{max}(n, r)) .$$

$$(G.14.b) \quad J_{SEE/PL}(n, \varphi) = J_{SEE/PL}(n, \varphi, \pi r^2, N(n), q(n), m(n), \\ \delta_{max}(n), E_{pmax}(n), E_{smax}(n), V_{SEE}(n)) ,$$

$$(G.14.c) \quad J_{PH}(\varphi) = J_{PH}(\varphi, \pi r^2, \Gamma, E_{oPH}, V_{PH})$$

bezeichnet, wobei PL eines der 3 Plasmamodelle IH, ME und TE und n die jeweiligen Plasmakomponenten i, j, k sym-
bolisieren.

In (G.14.a - c) sind

Plasmakenngrößen:

- $N(n)$ = Raumdichte,
- $E(n)$ = thermische Energie,
- $E_o(n)$ = Driftenergie,
- $q(n)$ = Ladung,
- $m(n)$ = Masse,

Materialkenngrößen:

- Γ = Photostromkonstante (Faltung der Quanten-
ausbeute des Photoeffektes im Staubmaterial
mit dem Sonnenspektrum),
- E_{oPH} = wahrscheinlichste Photoelektronenenergie,
- V_{PH} = Verteilungskurve der Photoelektronen
(I = Maxwell, II = Grard),

Plasmateilchenart (n) spezifische Materialgrößen:

- $\alpha(n)$ = Sticking Efficiency,
- $E_{max}(r,n)$ = minimale Durchdringungsenergie bei
einem Staubkornradius r,
- $\delta_{max}(n)$ = maximale Sekundärelektronenausbeute,
- $E_{p\ max}(n)$ = zu $\delta_{max}(n)$ gehörige Primärteilchen-
energie,
- $E_{s\ max}(n)$ = wahrscheinlichste Energie der Sekun-
därelektronen.
- $V_{SEE}(n)$ = Verteilungskurve der Sekundärelektro-
nen (I = Maxwell, II = Grard).

(gültig für die Teilchen der n-ten Plasmakomponente).

Für Staubteilchen mit Radien über $1\mu m$ in Elektronenplasmen unter 2 keV thermischer bzw. 9 keV kinetischer Energie an der Oberfläche wird der Einfluß der maximalen Durchdringungs-
energie $E_{max}(r)$ (vgl. (D.23), (D.11), (D.28)) auf den je-
weiligen Plasmakomponentenstrom vernachlässigbar; die Photo-
stromkonstante Γ (vgl. Abb. 37) ist in diesem Radiusbereich

ebenfalls radiusunabhängig, so daß der Gesamtstrom J_{ges} proportional zum Staubkornquerschnitt ist:

$$(G.15) \quad J_{\text{ges}}(\varphi) = \pi r^2 \tilde{J}_{\text{ges}}(\varphi) \quad ,$$

wobei $\tilde{J}_{\text{ges}}(\varphi)$ nur noch von den Plasma- und Materialparametern sowie vom Potential φ bestimmt wird (entsprechendes gilt auch für die Teilladungsströme $\tilde{J}_{\text{PL}}$, $\tilde{J}_{\text{SEE/PL}}$ und $\tilde{J}_{\text{PH}}$).

Das durch (G.11) vorgegebene Gleichgewichtspotential φ_c ist ebenfalls radiusunabhängig, die Aufladezeit $\Delta t(\varphi_1, \varphi_2)$ umgekehrt proportional zum Staubkornradius. Dies erlaubt eine radiusunabhängige Aufladefunktion $\xi(\varphi_1, \varphi_2)$ als Maß für die Aufladezeit $\Delta t(\varphi_1, \varphi_2)$ zu definieren:

$$(G.16) \quad \xi(\varphi_1, \varphi_2) = r \Delta t(\varphi_1, \varphi_2) = 4 \epsilon_0 \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{d\varphi}{\tilde{J}_{\text{ges}}(\varphi)} \quad .$$

G.3 Das Gleichgewichtspotential

Das Gleichgewichtspotential φ_c eines Staubkorns ist implizit bestimmt durch ($\tilde{J}_{\text{ges}}(\varphi)$ sei die radiusunabhängige Gesamtstromdichte):

$$(G.17) \quad \tilde{J}_{\text{ges}}(\varphi) = 0 \quad .$$

Diese Gleichung ist allgemein - dh. bei Einbeziehung aller Teilladungsströme (G.14.a - c) - allenfalls numerisch lösbar (analytische Lösungen lassen sich nur für wenige Spezialfälle angeben, vgl. Kapitel H). Auch die numerische Berechnung von φ_c bei Berücksichtigung von Teilströmen der Art J_{IE} bzw. $J_{\text{SEE/IE}}$ soll im folgenden ausgeklammert werden, da wegen der φ -abhängigen

Integration bei J_{TE} und $J_{SEE/TE}$ die ebenfalls φ -abhängige Nullstellensuche sehr viel Rechenzeit benötigt.

Eindeutigkeit des Gleichgewichtspotentials φ_c setzt nach dem Satz über implizite Funktionen [51] Stetigkeit und strenge Monotonie von $\tilde{J}_{ges}(\varphi)$ bezüglich φ voraus. Für die einzelnen Teilströme gilt (Komponentenindex n ist weggelassen):

$$(G.18.a) \quad \frac{\partial \tilde{J}_{TH}(\varphi)}{\partial \varphi} = -N \alpha q^2 \sqrt{\frac{8E}{\pi m}} \frac{1}{E} e^{-\frac{q\varphi}{E}} \left[1 - \left(1 + \frac{E_{max}}{E} \right) e^{-\frac{E_{max}}{E}} \right].$$

$$(G.18.b) \quad \frac{\partial \tilde{J}_{HE}(\varphi)}{\partial \varphi} = -N \alpha q^2 \sqrt{\frac{2E}{m}} \begin{cases} 0 & 0 \leq E \leq E_{min} \vee \\ & E > E_{max} - q\varphi \\ 1 & E_{min} \leq E \leq E_{max} - q\varphi \end{cases},$$

$$(G.18.c) \quad \frac{\partial \tilde{J}_{SEE/TH}(\varphi)}{\partial \varphi} = N |e| \sqrt{\frac{8E}{\pi m}} e^{-\frac{q\varphi}{E}} \frac{2,72^2}{2} \delta_{max} F_5\left(\frac{E_{pmax}}{4E}\right) \cdot \left[-\frac{q}{E} \tilde{B}_{VSEE}(\varphi, E_{smax}) + \frac{\partial \tilde{B}_{VSEE}(\varphi, E_{smax})}{\partial \varphi} \right],$$

$$(G.18.d) \quad \frac{\partial \tilde{J}_{SEE/ME}(\varphi)}{\partial \varphi} = N |e| \sqrt{\frac{2E}{m}} (E - q\varphi) \frac{2,72^2}{E E_{pmax}} \cdot \exp\left(-2\sqrt{\frac{E - q\varphi}{E_{pmax}}}\right) \left[\tilde{B}_{VSEE}(\varphi, E_{smax}) \cdot (-2q + q\sqrt{\frac{E - q\varphi}{E_{pmax}}}) + (E - q\varphi) \frac{\partial \tilde{B}_{VSEE}(\varphi, E_{smax})}{\partial \varphi} \right] \cdot \begin{cases} 0 & 0 \leq E \leq E_{min} \\ 1 & E > E_{min} \end{cases},$$

$$(G.18.e) \quad \frac{\partial \tilde{J}_{PH}(\varphi)}{\partial \varphi} = \Gamma \frac{\partial \tilde{B}_{VPH}(\varphi, E_{OPH})}{\partial \varphi},$$

wobei die Energieausbeute-Faktoren $\tilde{B}_v$ der Sekundärteilchen (SEE-Elektronen und Photoelektronen) durch (E.14.a,b) und deren φ -Ableitungen als

$$(G.19.a) \quad \frac{\partial \tilde{B}_I(\varphi, E')}{\partial \varphi} = -\frac{|e|}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E'_{min}}{2E'^3}} e^{-\frac{E'_{min}}{2E'}} ,$$

$$(G.19.b) \quad \frac{\partial \tilde{B}_II(\varphi, E')}{\partial \varphi} = -\frac{|e|}{E'^2} E'_{min} e^{-\frac{E'_{min}}{E'}}$$

mit

$$E'_{min} = \max(0, |e|\varphi)$$

einzusetzen sind. Man findet für beliebige Potentialwerte φ :

$$\frac{\partial \tilde{J}_{TH}(\varphi)}{\partial \varphi} < 0 ,$$

$$\frac{\partial \tilde{J}_{ME}(\varphi)}{\partial \varphi} \leq 0 ,$$

$$\frac{\partial \tilde{J}_{SEE/TH}(\varphi)}{\partial \varphi} < 0 \quad \text{für} \quad q < 0 ,$$

$$\frac{\partial \tilde{J}_{PH}(\varphi)}{\partial \varphi} \leq 0$$

(wegen

$$\frac{\partial \tilde{B}_{vPH}(\varphi, E_{OPH})}{\partial \varphi} \leq 0 ,$$

vgl. (G.19.a,b)).

Übrigens läßt sich auch zeigen, daß für alle φ gilt:

$$\frac{\partial \tilde{J}_{TE}(\varphi)}{\partial \varphi} \leq 0 \quad .$$

Dagegen sind

$$\frac{\partial \tilde{J}_{SEE/TH}(\varphi)}{\partial \varphi} \quad \text{für } \varphi < 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial \tilde{J}_{SEE/ME}(\varphi)}{\partial \varphi}$$

bezüglich φ indefinit.

Dh. alle Staubkörner, für die der Anteil der Sekundäremissionselektronen $J_{SEE/PL}$ am Gesamtstrom J_{ges} verschwindet (oder zumindest sehr gering bleibt), kann man genau einen Wert für das Gleichgewichtspotential φ_c annehmen; bei nicht-vernachlässigbarem Sekundärelektronen-emissionsstrom $J_{SEE/PL}$ sind mehrere Gleichgewichtspotentiale φ_c nicht auszuschließen, da dieser Teilstrom in verschiedenen Wertebereichen von φ unterschiedliches Monotonieverhalten zeigt (vgl. auch N. Meyer-Vernet [52]). So gilt z.B. (unter der Annahme einer Sekundärelektronenverteilung nach Grard $V_{SEE} = II$) für $\tilde{J}_{SEE/TH}$ bei Elektronen als Primärteilchen):

$$(G.20.a) \quad \frac{\partial \tilde{J}_{SEE/TH}(\varphi)}{\partial \varphi} = N \sqrt{\frac{\delta E}{\pi m}} c_{SEE/TH} e^{-\frac{q\varphi}{E}} \left(-\frac{q}{E}\right) > 0$$

$$\text{für} \quad \varphi \leq 0 \quad ,$$

$$(G.20.b) \quad \frac{\partial \tilde{J}_{SEE/TH}(\varphi)}{\partial \varphi} = N \sqrt{\frac{\delta E}{\pi m}} c_{SEE/TH} \exp\left(-\frac{qE_{smax} + |e|E}{E E_{smax}}\right) \cdot \frac{1}{E E_{smax}} \left[-qE_{smax} - q|e|\varphi - |e|^2 \frac{\varphi E}{E_{smax}}\right]$$

$$\text{für} \quad \varphi > 0$$

mit

$$(G.20.c) \quad C_{SEE/TH} = |e| \frac{2,72^2}{2} \delta_{max} F_5^- \left(\frac{E_{pmax}}{4E} \right).$$

$\tilde{J}_{SEE/TH}(\varphi)$ ist für $\varphi > 0$ streng monoton fallend, wenn gilt:

$$(G.21) \quad \varphi > - \frac{E_{smax} / |e|}{\left(\frac{|e|}{q} \frac{E}{E_{smax}} + 1 \right)}.$$

Die E_{smax} -Werte fast aller Stoffe liegen bei wenigen Elektronenvolt [38], für Graphit und Silikat - den Materialien, aus denen die fluffy-Partikel im Weltraum hauptsächlich bestehen [25] - bei etwa 2 eV. Der Sekundärelektronenstrom für thermische Primärelektronenenergien unter 20 eV macht an Graphit bzw. Silikat betragsmäßig weniger als 10 % des Plasmastromes aus und kann vernachlässigt werden. Aus (G.21) folgt, daß für

$$\varphi \gtrsim +0,2 \text{ V} \quad \text{und} \quad E > 20 \text{ eV}$$

der Teilstrom $\tilde{J}_{SEE/TH}$ (an diesen Materialien) streng monoton abnimmt (mit zunehmendem Potential φ). Für thermische Elektronenenergien um 500 eV - die Ausbeute bei Graphit und Silikat ist dann maximal - nimmt $\tilde{J}_{SEE/TH}$ bereits bei

$$\varphi \gtrsim +0,01 \text{ V} \quad (E = 500 \text{ eV})$$

wieder ab. Dieses Monotonieverhalten des Sekundärelektronenstroms im thermischen Plasma ist eine unmittelbare Folge des Energieausbeute-Faktors; denn obwohl mit steigendem Potential mehr Sekundärelektronen ausgelöst werden, können wegen ihrer niedrigen durchschnittlichen Energie (≈ 2 eV) nur wenige das positive Oberflächenpotential überwinden. Ähnliches ist auch unter der Annahme einer Maxwell-Verteilung für die Sekundärelektronen zu erwarten, wenngleich die (G.21) entsprechende Bedingungsgleichung

wesentlich komplizierter ausfallen wird.

Betrachtet man die Summe der Teilströme J_{TH} und $J_{SEE/TH}$ der Elektronen, so ergibt sich für negative Potentialwerte ($\varphi \leq 0$):

$$(G.22.a) \quad J_{TH}(\varphi) + J_{SEE/TH}(\varphi) = \pi r^2 N \sqrt{\frac{8E}{\pi m}} e^{-\frac{q\varphi}{E}} \cdot (c_{TH} + c_{SEE/TH})$$

und

$$(G.22.b) \quad \frac{\partial J_{TH}(\varphi)}{\partial \varphi} + \frac{\partial J_{SEE/TH}(\varphi)}{\partial \varphi} = \pi r^2 N \sqrt{\frac{8E}{\pi m}} e^{-\frac{q\varphi}{E}} \cdot \left(-\frac{q}{E}\right) (c_{TH} + c_{SEE/TH})$$

mit

$$(G.22.c) \quad c_{TH} = \alpha q \left[1 - \left(1 + \frac{E_{max}}{E}\right) e^{-\frac{E_{max}}{E}} \right].$$

Der durch die Elektronen verursachte Strom $J_{TH} + J_{SEE/TH}$ ist negativ und streng monoton fallend, wenn gilt:

$$(G.23.a) \quad c_{TH} + c_{SEE/TH} < 0$$

oder ($q = -|e|$)

$$(G.23.b) \quad F_5^-\left(\frac{E_{pmax}}{4E}\right) < \frac{\alpha |q| \left[1 - \left(1 + \frac{E_{max}}{E}\right) e^{-\frac{E_{max}}{E}} \right]}{3,7 \delta_{max}}$$

(zu $F_5^-(x)$ vgl. Abb. 41 und Anhang).

Bei Graphit ($\delta_{max} = 0,5$; $E_{pmax} = 500$ eV) ist (G.23.b) für alle mittleren thermischen Elektronenenergien E erfüllt, bei Silikat ($\delta_{max} = 1,5$; $E_{pmax} = 500$ eV) muß gelten:

$$\left. \begin{array}{l} E < 70 \text{ eV} \\ E > 700 \text{ eV} \end{array} \right\} \quad \text{für } \alpha = 1 \text{ und } E_{max}/E \gg 1.$$

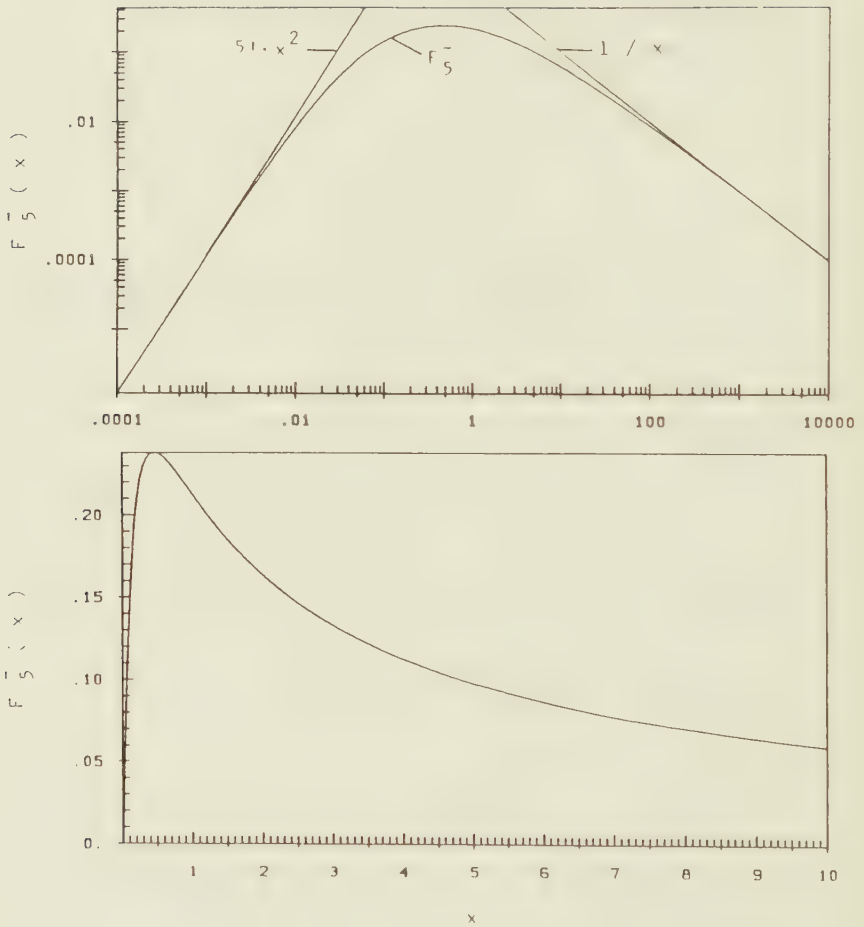


Abb. 41 Die Funktion $F_5^-(x)$ (vgl. auch Anhang)
 oben : doppelt-logarithmische Auftragung
 unten : lineare Auftragung

Im monoenergetischen Elektronenstrahl gilt

($q = -|e|$; $V_{SEE} = II$):

$$(G.24.a) \quad \frac{\partial J_{SEE/ME}(\varphi)}{\partial \varphi} = \pi r^2 N \sqrt{\frac{2E}{m}} \frac{1}{E} c_{SEE/ME} \cdot (-2q + q \sqrt{\frac{E-q\varphi}{E_{pmax}}}) \quad \text{für } \varphi \leq 0$$

und

$$(G.24.b) \quad \frac{\partial J_{SEE/ME}(\varphi)}{\partial \varphi} = \pi r^2 N \sqrt{\frac{2E}{m}} \frac{1}{E} c_{SEE/ME} \cdot e^{-\frac{|e|\varphi}{E_{smax}}} \cdot [(-2q + q \sqrt{\frac{E-q\varphi}{E_{pmax}}})(1 + \frac{|e|\varphi}{E_{smax}}) - \frac{E-q\varphi}{E_{smax}^2} |e|^2 \varphi]$$

für $\varphi > 0$

mit

$$(G.24.c) \quad c_{SEE/ME} = |e| 2,72^2 \delta_{max} \frac{E-q\varphi}{E_{pmax}} \exp(-2\sqrt{\frac{E-q\varphi}{E_{pmax}}}).$$

$J_{SEE/ME}$ ist bei positivem Potential φ (streng) monoton fallend, wenn

$$(G.25) \quad 2 - \sqrt{\frac{E+|e|\varphi}{E_{pmax}}} \leq \frac{E+|e|\varphi}{E_{smax}} \frac{|e|\varphi}{E_{smax}+|e|\varphi}$$

erfüllt ist. Wählt man wieder die für Graphit oder Silikat typischen Werte von E_{pmax} (500 eV) und E_{smax} (2 eV), so erkennt man, daß über einem weiten Bereich der Primärelektronenenergie (G.25) nur bei sehr kleinem positiven Potential verletzt ist, z.B.:

$\varphi < 0,4 \text{ V}$	bei $E = 20 \text{ eV}$,
$\varphi < 0,008 \text{ V}$	bei $E = 500 \text{ eV}$.

Auch die Wahl der Maxwell-Verteilung für die Sekundärelektronen dürfte diese Abschätzungen nicht entscheidend verändern.

Analog zu (G.22, 23) ergibt sich für den Elektronenstrahl im Falle negativen Potentials φ :

$$(G.26.a) \quad J_{ME}(\varphi) + J_{SEE/ME}(\varphi) = \pi r^2 N \sqrt{\frac{2E}{m}} \left(1 - \frac{q\varphi}{E}\right) (c_{ME} + c_{SEE/ME})$$

und

$$(G.26.b) \quad \frac{\partial J_{ME}(\varphi)}{\partial \varphi} + \frac{\partial J_{SEE/ME}(\varphi)}{\partial \varphi} = \pi r^2 N \sqrt{\frac{2E}{m}} \frac{1}{E} \cdot$$

$$\left[-q c_{ME} + c_{SEE/ME} (-2q + q \sqrt{\frac{E - q\varphi}{E_{pmax}}} \right]$$

mit

$$(G.26.c) \quad c_{ME} = \alpha q \quad .$$

Aus der Forderung

$$J_{ME}(\varphi) + J_{SEE/ME}(\varphi) < 0 \Leftrightarrow c_{ME} + c_{SEE/ME} < 0$$

und

$$\frac{\partial J_{ME}(\varphi)}{\partial \varphi} + \frac{\partial J_{SEE/ME}(\varphi)}{\partial \varphi} < 0 \Leftrightarrow$$

$$\left[-q c_{ME} + c_{SEE/ME} (-2q + q \sqrt{\frac{E - q\varphi}{E_{pmax}}} \right] < 0$$

folgen die Bedingungsgleichungen für negativen, monoton fallenden Ladungsstrom $J_{ME} + J_{ME/SEE}$, verursacht durch die Plasmaelektronen:

$$(G.27.a) \quad J_{ME}(\varphi) + J_{SEE/ME}(\varphi) < 0 \Leftrightarrow$$

$$g_1(x) = x^2 \exp(-2x) < \frac{\alpha}{2,72^2 \delta_{max}} \quad ,$$

$$\frac{\partial J_{ME}(\varphi)}{\partial \varphi} + \frac{\partial J_{SEE/ME}(\varphi)}{\partial \varphi} < 0 \iff$$

$$(G.27.b) \quad g_1(x) = -(x-2)x^2 \exp(-2x) < \frac{\alpha}{2,72^2 \delta_{max}}$$

mit

$$x = \sqrt{\frac{E + |e|\varphi}{E_{pmax}}}$$

In Abb. 42 sind die Funktionen $g_1(x)$ und $g_2(x)$ dargestellt. Mit den Angaben von oben für Graphit und Silikat kann man wegen

$$\frac{\alpha}{2,72^2 \delta_{max}} = \begin{cases} 0,27 & \text{für Graphit} \\ 0,09 & \text{für Silikat} \end{cases}$$

aus Abb. 42 unmittelbar folgern:

für Graphit ist die Summe der Teilströme durch die Primär- und Sekundärelektronen $J_{ME} + J_{SEE/ME}$ bei negativem Oberflächenpotential φ stets negativ und bezüglich φ monoton fallend, für Silikat gilt dies, wenn $x \lesssim 0,35$ oder $x \gtrsim 1,7$ ist; im Bereich $0,35 \lesssim x \lesssim 1,3$ ist die Summe dieser Teil-

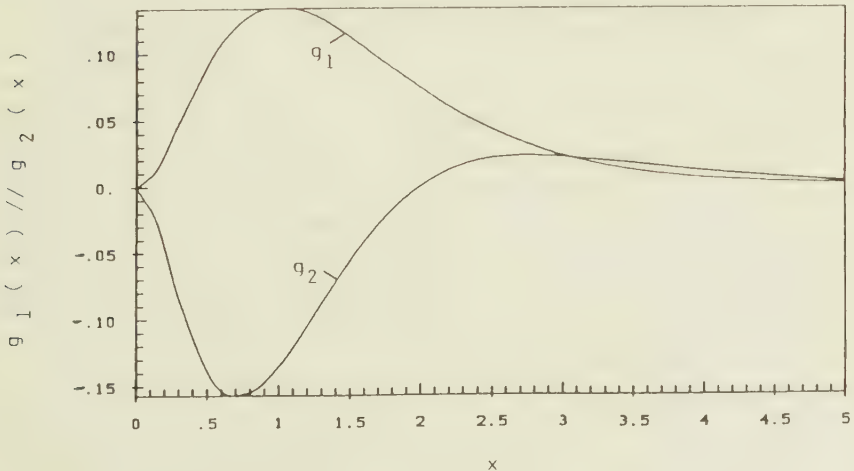


Abb. 42 Die Funktionen $g_1(x)$ und $g_2(x)$

ströme positiv und monoton steigend, für $1,3 \leq x \leq 1,7$ positiv, aber monoton fallend.

Zusammenfassend bedeutet dies für Graphit- und Silikat-Fluffys (im inneren Bereich des Sonnensystems), daß auch unter Berücksichtigung des Sekundärelektronenemissionsstroms eindeutige Lösungen für das Gleichgewichtspotential zu erwarten sind; denn bei Graphit-Teilchen ist nach obigen Abschätzungen der Gesamtstrom $J_{\text{ges}}(\varphi)$ bezüglich φ stets streng monoton fallend, bei Silikat-Partikeln gibt es Plasmaenergiewerte, die $J_{\text{ges}}(\varphi)$ bei negativem Potential monoton steigen lassen, allerdings ist dann $J_{\text{ges}}(\varphi)$ selbst auch positiv. Unter der Annahme einer ungeladenen Teilchenoberfläche beim Einsetzen von $J_{\text{ges}}(\varphi)$ muß man deshalb positive Gleichgewichtspotentiale φ_c erwarten, die wegen (G.21, 25) die Eindeutigkeit von φ_c wahrscheinlich machen. Die numerischen Rechnungen bestätigen die Existenz nur eines Gleichgewichtspotentials bei Graphit- und Silikatteilchen (innerhalb der Rechengenauigkeit).

H. Analytische Lösungen des Gleichgewichtspotentials und der Aufladefunktion

Für die analytische Lösbarkeit der Bestimmungsgleichung (G.17) des Gleichgewichtspotentials φ_c und für die Integrierbarkeit des Ausdrucks (G.16) der Aufladefunktion $\xi(\varphi_1, \varphi_2)$ müssen folgende Einschränkungen getroffen werden:

- die Teilströme durch Sekundärelektronenemission bleiben unberücksichtigt,
- das Plasma besitzt entweder nur thermische Teilkomponenten oder besteht ausschließlich aus mono-energetischen Teilchenstrahlen,
- es werden nur Lösungen bei negativem Potential betrachtet.

Hebt man eine oder mehrere dieser Konditionen auf, so führt dies unmittelbar zu einer transzendenten Gleichung für φ_c und zu einer analytisch nicht integrierbaren Funktion in (G.16).

H.1 Die Nullstrombedingung für negatives Gleichgewichtspotential

Als Ladungsströme auf die Staubkugel wirken nur die der geladenen Plasmateilchen und der Photoelektronen; damit ist der Gesamtstrom $J_{\text{ges}}(\varphi)$ mit zunehmendem Potential streng monoton fallend (vgl. Kapitel G.3). Für das Vorzeichen des Gleichgewichtspotentials φ_c folgt aus diesem Monotonieverhalten unmittelbar:

$$(H.1) \quad \text{sign } \varphi_c = \begin{cases} + \\ - \end{cases} \quad \text{für} \quad \begin{matrix} J_{\text{ges}}(\varphi=0) > 0 \\ J_{\text{ges}}(\varphi=0) < 0 \end{matrix}.$$

Das Vorzeichen des Gesamtstromes J_{ges} bei ungeladener

Kugeloberfläche ($\varphi = 0$) wird ausschließlich von den Parameterwerten des Plasmas, des Materials und des Strahlungsfeldes bestimmt. Aus (H.1) läßt sich eine Minimalbedingung für die Energie E_e der Plasmaelektronen, der in der Regel dominierenden Plasmaladungsstromkomponente (vgl. Abb 20b), ableiten, so daß sich auf dem Staubkorn ein negatives Gleichgewichtspotential φ_c ausbilden kann. Betrachtet man entweder nur thermische oder nur monoenergetische Strahlplasmen, so findet man durch Aufspaltung des Gesamtstromes J_{ges} in seinen positiven (p) und negativen (n) Anteil:

$$(H.2) \quad \sum_p q_p N_p \alpha_p \tilde{\epsilon}_p \beta \sqrt{\frac{E_p}{m_p}} + \Gamma < 0$$

$$\sum_n |q_n| N_n \alpha_n \tilde{\epsilon}_n \beta \sqrt{\frac{E_n}{m_n}}$$

mit

$$\tilde{\epsilon}_i = 1 - \left(1 + \frac{E_{max\ i}}{E_i}\right) \exp\left(-\frac{E_{max\ i}}{E_i}\right)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{\delta}{\pi}}$$

bei ruhendem thermischen Plasma und

$$\tilde{\epsilon}_i = 1 \quad (\text{für } E_{min\ i} \leq E_i \leq E_{max\ i})$$

$$\beta = \sqrt{2}$$

bei monoenergetischem Plasma.

Setzt man den Absorptionsfaktor $\tilde{\epsilon}_i$ für alle Plasmateilchen gleich 1 (dies ist z.B. für Staubkörner von 1 μm Radius bei thermischer Plasmaenergie unter 2 keV, bei größeren Körnern auch in entsprechend heißeren Plasmen erfüllt)

$$\tilde{\epsilon}_p = \tilde{\epsilon}_n = 1$$

und normiert die Parameter E_i , N_i , m_i , α_i mittels der entsprechenden Elektronenwerte (Index e^-):

$$\tilde{E}_j = E_j/E_{e^-}, \quad \tilde{N}_j = N_j/N_{e^-}, \quad \tilde{q}_j = q_j/q_{e^-}, \quad \tilde{m}_j = m_j/m_{e^-}, \quad \tilde{\alpha}_j = \alpha_j/\alpha_{e^-},$$

so läßt sich (H.2) nach der Elektronenenergie E_{e^-} auflösen:

$$(H.3) \quad E_{e^-} > \left(\frac{\Gamma}{\alpha_{e^-} N_{e^-}} \right)^2 \frac{m_{e^-}}{\beta^2} / \left(1 - \sum_j z_j e^- \tilde{q}_j \tilde{N}_j \tilde{\alpha}_j \sqrt{\frac{\tilde{E}_j}{\tilde{m}_j}} \right).$$

Für die meisten Plasmen kann man

$$\tilde{E}_j \approx 1, \quad \tilde{\alpha}_j \approx 1, \quad \tilde{m}_j \approx 1836$$

annehmen, sowie zusätzlich elektrostatische Neutralität

$$\sum_j z_j e^- \tilde{q}_j \tilde{N}_j = -1;$$

dann lautet wegen

$$0 \leq \left| \sum_j z_j e^- \tilde{q}_j \tilde{N}_j \tilde{\alpha}_j \sqrt{\frac{\tilde{E}_j}{\tilde{m}_j}} \right| \leq \sqrt{\frac{1}{\tilde{m}_j}} \ll 1$$

die Näherungsformel für die minimale Elektronenenergie E_{e^-} bei negativem Gleichgewichtspotential φ_c :

$$(H.4) \quad E_{e^-} \geq \frac{m_{e^-}}{\beta^2} \left(\frac{\Gamma}{\alpha_{e^-} N_{e^-}} \right)^2.$$

Abb. 43 gibt eine graphische Darstellung des Zusammenhangs (H.4) bei thermischen Elektronenplasmen und Strahlplasmen; die minimalen Elektronenenergien E_{e^-} bei Strahlplasmen liegen um den Faktor 1,27 höher als bei thermischen Plasmen.

Die Anwendung von Ungleichung (H.4) auf Staubkörner im Sonnenwind (Sonnenabstand 1 AU, Mittelwerte) - vgl. Tabelle 1 - fordert als Mindestenergie thermischer Elektronen bei

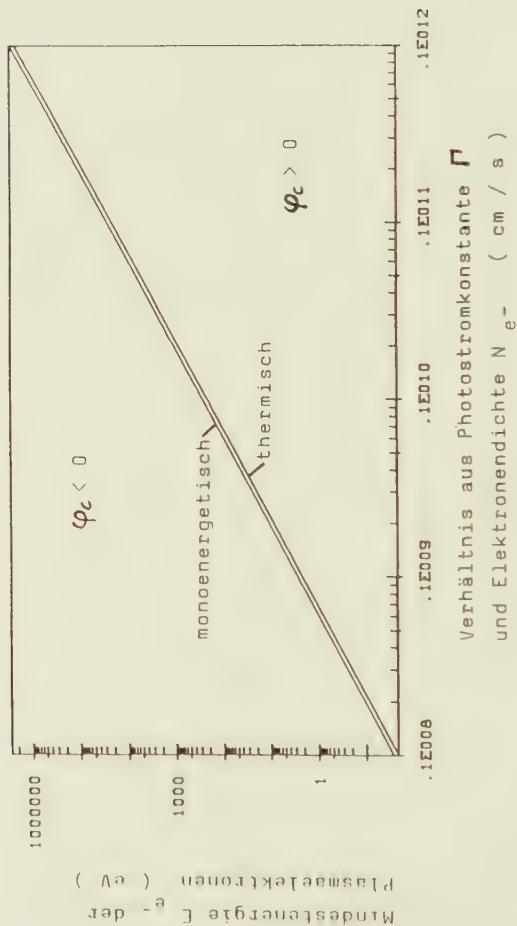


Abb. 43 Nullstrombedingung für negatives Gleichgewichtspotential

Silikatteilchen

$$E_e \geq \begin{cases} 330 \text{ eV} \\ 425 \text{ eV} \end{cases} \text{ für } \begin{matrix} \text{thermisches Plasma} \\ \text{monoenergetischen} \\ \text{Plasmastrahl} \end{matrix},$$

Graphitteilchen

$$E_e \geq \begin{cases} 22 \text{ eV} \\ 27 \text{ eV} \end{cases} \text{ für } \begin{matrix} \text{thermisches Plasma} \\ \text{monoenergetischen} \\ \text{Plasmastrahl} \end{matrix}.$$

Da die Literaturwerte der gemessenen Elektronenenergien im Sonnenwind unter 20 eV liegen, sollten interplanetare Graphit- und Silikatkörner unter Normalbedingungen positiv geladen sein (vgl. Kapitel K). Es sei angemerkt, daß für die gleichen Materialien bei zehnfacher Elektronendichte bereits um den Faktor 100 niedrigere Elektronenenergien genügen, um die negative Aufladung des Staubes zu bewirken.

H.2 Spezielle Lösungen des Gleichgewichtspotentials und der Aufladefunktion

H.2.1 Thermisches Plasma

Die Voraussetzungen seien - neben den in Kapitel H genannten Punkten:

- gleiche mittlere thermische Energie E aller Teilkomponenten des Plasmas sowie
- betragsmäßig gleiche Ladungen $|q|$ aller Plasmateilchen.

Der Gesamtstrom läßt sich schreiben als Summe eines positiven und eines negativen Plasmastromes sowie des Photostromes:

$$(H.5.a) \quad J_{ges}(\varphi) = \lambda_{or} e^{-\frac{|q|\varphi}{E}} - \lambda_{o-} e^{\frac{|q|\varphi}{E}} + \Gamma \pi r^2$$

mit

$$(H.5.b) \quad \lambda_o \text{sign} = \pi r^2 \sum_{\text{sign}(q_j)} |q_j| N_j \alpha_j \sqrt{\frac{8E}{\pi m_j}} \cdot \left[1 - \left(1 + \frac{E_{\max j}}{E} \right) \exp \left(-\frac{E_{\max j}}{E} \right) \right] .$$

Gleichung (H.5.a) eingesetzt in die Bedingungsgleichung für das Gleichgewichtspotential φ_c (G.4, 11), ergibt eine quadratische Gleichung in $\exp(|q|\varphi/E)$, deren einzige negative Wurzel lautet:

$$(H.6) \quad \varphi_c = \frac{E}{|q|} \ln \left(\frac{\Gamma \pi r^2}{2 \lambda_{o-}} + \sqrt{\left(\frac{\Gamma \pi r^2}{2 \lambda_{o-}} \right)^2 + \left(\frac{\lambda_{o+}}{\lambda_{o-}} \right)^2} \right) .$$

Unter gleichen Bedingungen errechnet sich die Aufladefunktion $\xi(\varphi_1, \varphi_2)$ zu ($\varphi_1, \varphi_2 \leq 0$):

$$(H.7.a) \quad \xi(\varphi_1, \varphi_2) = -\frac{4 \epsilon_o E}{|q|} \frac{1}{\sqrt{\Delta}} \cdot \ln \left| \frac{-\Gamma + 2 \lambda_{o-} / \pi r^2 e^{|q_1| \varphi / E} - \sqrt{\Delta}}{-\Gamma + 2 \lambda_{o-} / \pi r^2 e^{|q_1| \varphi / E} + \sqrt{\Delta}} \right|_{\varphi_1}^{\varphi_2}$$

mit

$$(H.7.b) \quad \Delta = -4 \frac{\lambda_{o+} \lambda_{o-}}{(\pi r^2)^2} - \Gamma^2 < 0 .$$

Asymptotische Näherungen des Gleichgewichtspotentials φ_c und der Aufladefunktion $\xi(\varphi_1, \varphi_2)$ schreiben sich für ein zweikomponentiges, nicht-isothermes Plasma aus einfach positiv (Index +) bzw. negativ (Index -) geladenen Teilchen mit den Zusatzbedingungen:

$$(H.8.a) \quad \alpha^+ = \alpha^- = 1 ,$$

$$(H.8.b) \quad E_{\max}^+ = E_{\max}^- \rightarrow \infty$$

als Funktion des Verhältnisses $\tilde{E}$ aus thermischer Energie der positiven und der negativen Plasmakomponente

$$(H.8.c) \quad \tilde{E} = \frac{E^+}{E^-}$$

wie folgt:

a.) $\tilde{E} \ll 1$, dh. die mittlere thermische Energie der negativen Plasmateilchen überwiegt die der positiven erheblich;

$$(H.9.a) \quad \varphi_c = -\frac{E^-}{|e|} \tilde{E} \ln \left[\frac{N^-}{N^+} \sqrt{\frac{m^+}{m^-}} \sqrt{\frac{1}{\tilde{E}}} \cdot \left(1 - 2\sqrt{\frac{1}{\tilde{E}}} \frac{\Gamma}{N^+} \sqrt{\frac{\pi m^-}{32}} \right) \right],$$

$$(H.9.b) \quad \xi(\varphi_1, \varphi_2) = \frac{\epsilon_0}{|e|\Gamma} \left(\varphi - \frac{E^-}{|e|} \ln \left[\frac{\Gamma - \frac{\lambda_{o-}}{\pi r^2} \coth\left(\frac{|e|\varphi}{E^-}\right)}{\Gamma - \frac{\lambda_{o-}}{\pi r^2}} \right] \right) \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2}$$

mit λ_{o-} nach (H.5.b).

b.) $\tilde{E} \gg 1$, dh. die mittlere thermische Energie der positiven Plasmateilchen überwiegt die der negativen erheblich;

$$(H.10.a) \quad \varphi_c = -\frac{E^-}{|e|} \ln \left(2\sqrt{E^-} \frac{\Gamma}{N^-} \sqrt{\frac{\pi m^-}{32}} + \frac{N^+}{N^-} \sqrt{\frac{m^-}{m^+}} \sqrt{\tilde{E}} \right),$$

$$(H.10.b) \quad \xi(\varphi_1, \varphi_2) = \frac{\epsilon_0}{|e|(\Gamma + \lambda_{o+}/\pi r^2)} \left(\varphi - \frac{E^-}{|e|} \ln \left[\frac{\Gamma + \lambda_{o+} \lambda_{o-}/(\pi r^2)^2 \coth(|e|\varphi/E^-)}{\Gamma + \lambda_{o+} \lambda_{o-}/(\pi r^2)^2} \right] \right) \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2}.$$

In beiden Fällen ist stets darauf zu achten, daß man die Bedingungsgleichung (H.4) für die Existenz des negativen Gleichgewichtspotentials einhält [53] und daß die Integrallgrenzen φ_1 und φ_2 bei der Berechnung der Aufladefunktion $\xi(\varphi_1, \varphi_2)$ negativ (oder 0) sind.

H.2.2 Plasma aus monoenergetischen Teilkomponenten

Als einzige zusätzlich zu den in Kapitel H angeführten Voraussetzungen soll für alle Plasmateilchenarten j gelten:

$$(H.11) \quad E_{\max j} \rightarrow \infty.$$

Der Gesamtstrom J_{ges} lautet nun:

$$(H.12.a) \quad J_{\text{ges}}(\varphi) = \sum_j \lambda_{oj} - \sum_j \lambda_{oj} \frac{q_j \varphi}{E_j} + \pi r^2 \Gamma$$

mit

$$(H.12.b) \quad \lambda_{oj} = q_j N_j \alpha_j \sqrt{\frac{2 E_j}{m_j}} \begin{cases} 1 & E_{\min j} \leq E_j \\ 0 & \text{für } 0 \leq E_j \leq E_{\min j} \end{cases}$$

$$(H.12.c) \quad E_{\min j} = \max(0, q_j \varphi).$$

Für das Gleichgewichtspotential φ_c erhält man im Falle nur einer negativ geladenen Plasmakomponente:

$$(H.13) \quad \varphi_c = \frac{\sum_j \lambda_{oj} + \pi r^2 \Gamma}{\sum_j \lambda_{oj} \frac{q_j}{E_j}}$$

und für die Aufladefunktion $\xi(\varphi_1, \varphi_2)$

$$(H.14) \quad \xi(\varphi_1, \varphi_2) = \frac{4 \epsilon_0}{-\sum_j \frac{\lambda_{oj}}{\pi r^2} \frac{q_j}{E_j}}$$

$$\cdot \ln \left(\sum_j \frac{\lambda_{oj}}{\pi r^2} + \Gamma - \sum_j \frac{\lambda_{oj}}{\pi r^2} \frac{q_j \varphi}{E_j} \right) \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2}$$

mit

$$\varphi_1, \varphi_2 \leq 0.$$

I. Numerisch berechnete Gleichgewichtspotentiale und Aufladefunktionen

Unter Benutzung eines selbst entwickelten FORTRAN-IV-Rechenprogramms wurden Gleichgewichtspotentiale φ_c und Aufladefunktionen ξ von Staubeilchen numerisch bestimmt. Für diese Rechnungen stand die CDC-CYBER-845-Computeranlage des Regionalen Rechenzentrums der Universität Erlangen-Nürnberg zur Verfügung.

Am Beispiel eines zweikomponentigen Plasmas, bestehend aus negativ geladenen Elektronen und einfach positiv geladenen Ionen, werden die Einflüsse der Teilstromparameter auf φ_c und ξ untersucht; dabei sollen einerseits die für die Größe von φ_c und ξ bedeutenden Parameter ermittelt werden, andererseits sollen Anhaltspunkte für die Interpretation von Ergebnissen komplizierterer Plasmaverhältnisse gewonnen werden, sowie nicht zuletzt durch die Beschränkung auf für den interplanetaren, kometen- und erdnahen Raum typische Parameterbereiche auch Richtwerte für die realen Gleichgewichtspotentiale und Aufladefunktionen von Staubpartikeln in diesen Regionen gegeben werden. Wegen der Divergenz der Aufladefunktion $\xi(\varphi_1, \varphi_2)$ für $\varphi_1 = \varphi_c$ bzw. $\varphi_2 = \varphi_c$ (vgl. Kapitel G.1) wird zur Abschätzung der Schnelligkeit des Aufladevorganges die ξ -Funktion als

$$\xi_{95} = \xi(\varphi_1 = 0, \varphi_2 = 0,95 \cdot \varphi_c)$$

errechnet. Dieser Wert ξ_{95} , im folgenden als charakteristische Aufladefunktion bezeichnet, ist in der Regel außerhalb des asymptotischen Anstiegs von $\xi(0, \varphi)$ bei Annäherung an φ_c gelegen (vgl. Kapitel I.3) und kann somit als für die jeweilige Parameterkombination charakteristisch angesehen werden.

Die Variationsparameter für die Berechnung des Gleich-

Tabelle 11. Parameter-Wertebereiche für die numerischen Rechnungen zum Gleichgewichtspotential und zur charakteristischen Aufladefunktion

Parameter	Abkürzung	Einheit	Wertebereich	Teilströme
Plasmadichte	N	cm^{-3}	$1 - 10^4$	PL, SEE
Plasmaenergie	E	eV	$10^{-2} - 10^4$	PL, SEE
Teilchenmasse	m	m_p	$1/1836 - 40$	PL, SEE
Teilchenladung	q	$ e $	$-1, +1$	PL, SEE
Sticking Efficiency	α	----	$0,8 - 1,0$	PL
Durchdringungsenenergie	E_{max}	eV	$10^3 - 10^6$	PL
maximale SEE-Ausbeute	δ_{max}	----	$0,5 - 10$	SEE
zugehörige Primärenergie	$E_{p \text{ max}}$	eV	$200 - 700$	SEE
SEE-Verteilung	V_{SEE}	----	I, II	SEE
Energie SEE-Verteilung	$E_{s \text{ max}}$	eV	$1 - 10$	SEE
Photostromkonstante	Γ	$\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$2,5 \cdot 10^6 - 2,5 \cdot 10^{12}$	PH
PH-Verteilung	V_{PH}	----	I, II	PH
Energie PH-Verteilung	E_{OPH}	eV	$1 - 10$	PH
Dielektrizitätszahl	ϵ	----	$1 - 3$	----

$|e|$ = Elementarladung, m_p = Protonenmasse

gewichtspotentials φ_c und der charakteristischen Aufladefunktion ξ_{95} sind in Tab. 11 zusammen mit den untersuchten Wertebereichen aufgelistet. Da die Elektronenenergie E^- über 6 Dekaden variieren kann, wird sie als Funktionsparameter für φ_c und ξ_{95} ausgewählt, so daß sich in der graphischen Darstellung der Ergebnisse φ_c - bzw. ξ_{95} -Kurven in Abhängigkeit von E^- mit weiteren Variationsgrößen (z.B. Plasmaelektronendichte N^-) als Kurvenparameter ergeben.

I.1. Das Rechenprogramm

Das erstellte FORTRAN-IV-Rechenprogramm besteht aus 2 Hauptteilen, einer Nullstellenroutine zur Bestimmung des Gleichgewichtspotentials φ_c und einer Integrationsroutine zur Berechnung der charakteristischen Aufladefunktion ξ_{95} . Die Teilladungsströme (TH, ME, SEE/TH, SEE/ME, PH) sind gemäß den Formeln (D.23), (D.11), (E.13.b), (E.13.a) und (F.6) in Subroutines programmiert und können wahlweise zu einem Gesamtstrom J_{ges} kombiniert werden (jeweils 20 Plasmakomponenten können eingegeben werden).

Das Nullstellenprogramm versucht, durch Variation des Potentialwertes φ in den genannten Formeln den Gesamtstrom J_{ges} zu Null (Gleichgewichtsbedingung) zu machen; dabei kann die relative Genauigkeit des zu bestimmenden Gleichgewichtspotentials φ_c vorgegeben werden (in den beschriebenen Beispielen beträgt die geforderte relative Genauigkeit von φ_c 1 Promill). Zunächst wird ausgehend von $\varphi = 0$ mit einer groben Schrittweitenfolge $\Delta\varphi_i$ ($|\Delta\varphi_i| = 10^i$ mit $i \in \mathbb{N}_0$) nach einem Vorzeichenwechsel von J_{ges} gesucht; die genaue Einschachtelung der Nullstelle bis zur geforderten Genauigkeit wird durch eine aufeinanderfolgende Intervallhalbierung von $\Delta\varphi_i$ und Vorzeichenkontrolle von J_{ges} erreicht. Bei

Beiträgen der Sekundärelektronenemission zum Gesamtstrom wird mittels der Nullstellenroutine CØ5AGF der NAG104-Programmbibliothek [54] innerhalb vorgebarer Grenzen von φ nach weiteren Nullstellen von $\int_{\delta\varphi}^{\text{ges}}$ gesucht; die erreichten Intervallgenauigkeiten sind:

$$\begin{array}{ll} 0 \text{ V} \leq \varphi \leq 100 \text{ V} & \delta\varphi \leq 0,2 \text{ V}, \\ -1000 \text{ V} \leq \varphi \leq 0 \text{ V} & \delta\varphi \leq 2 \text{ V} \\ -30000 \text{ V} \leq \varphi \leq -1000 \text{ V} & 60 \text{ V} \geq \delta\varphi \geq 2 \text{ V} . \end{array}$$

In allen gerechneten Fällen konnten keine zusätzlichen Nullstellen gefunden werden.

Das Integrationsprogramm bestimmt unter Benutzung der NAG104-Routine DØ1AHF [54] die Aufladefunktion. Vorgabegrößen für die Integraalauswertung sind die maximale Stützstellenzahl (10000) und die relative Genauigkeit des Integrals (1 Promill); letztere gilt für alle unten angegebenen Aufladefunktionen. Das Programm ermittelt die sog. charakteristische Aufladefunktion ξ_{95} sowie zur Verlaufskontrolle von ξ_{95} den Wert ξ_{47} , also:

$$\begin{array}{l} \xi_{95} (\varphi = 0, \varphi = 0,95 \cdot \varphi_c), \\ \xi_{47} (\varphi = 0, \varphi = 0,47 \cdot \varphi_c). \end{array}$$

Mittels der ξ_{47} -Funktion kann kontrolliert werden, ob bei der ξ_{95} -Funktion der asymptotische Anstieg ($\varphi \rightarrow \varphi_c$) eine wesentliche Veränderung des Kurvenverlaufes bewirkt (dies war in keinem gerechneten Beispiel der Fall). Wahlweise kann auch der Verlauf der ξ -Funktion in Abhängigkeit von φ ausgegeben werden (Untergrenze $\varphi_1 = 0$; Folge von 30 Obergrenzen $\varphi_2 \leq 0,999 \cdot \varphi_c$ vorgebar).

Tabelle 12 Die Parameter-Standardeinstellung

Parameter	Abkürzung	Einheit	Elektronen	Ionen
Plasmadichte	$N^{\#}$	cm^{-3}	10	10
Dichteverhältnis	$\tilde{N} = N^{+}/N^{-}$	----	1	1
Energieverhältnis	$\tilde{\epsilon} = E^{+}/E^{-}$	----	1	1
Teilchenmasse	$m^{\pm}$	m_p	1/1836	20
Durchdringungsennergie	$E_{\text{max}}^{\pm}$	eV	10^6	10^6
maximale SEE-Elektronenausbeute	δ_{max}	----	1,5	0,5
zugehörige Primärteilchenenergie	$E_p \text{ max}$	eV	500	5000
SEE-Elektronen-Verteilung	V_{SEE}	----	II=Grad	II=Grad
Energie d. SEE-Verteilungsmaximums	$E_s \text{ max}$	eV	2	2
Photostromkonstante	Γ	$\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$2,5 \cdot 10^9$	
PH-Elektronen-Verteilung	V_{PH}	----	II=Grad	
Energie d. PH-Verteilungsmaximums	E_{OPH}	eV	2	

Elektronen (-) und Ionen (+) einfach geladen

m_p = Protonenmasse , $\epsilon = 1$ = Dielektrizitätszahl, $\alpha^{\pm} = 1$ = Sticking Efficiency

Durch Kopplung beider Programmteile werden für verschiedene (bis zu 60) Radien von Staubpartikeln mit der Bruchlast $\mathfrak{S}_B$ die Fragmentationsmöglichkeit und die zugehörige Aufladezeit $t_f(0, \varphi_B)$ untersucht (Kapitel K).

I.2. Die Parameter-StandardEinstellung

Bei den nachfolgend beschriebenen numerischen Rechenergebnissen zu φ_c und ξ wird ein bestimmter Satz von Parameterwerten verwendet. Die Auswirkungen der von dieser StandardEinstellung abweichenden Parametervariationen auf φ_c und ξ können dadurch gut gezeigt werden. In der Regel werden während eines Rechenlaufes (abgesehen von der Elektronenenergie E^- bzw. dem Potential φ als Abszissenwerte) nur eine oder zwei Parametergrößen variiert.

Die Parameter-StandardEinstellung entnehme man Tab. 12; davon abweichende Parameterwerte sind im Text und in den Bildlegenden angemerkt. Kombinationen von thermischen und monoenergetischen Plasmateilströmen zu einem Gesamtstrom werden nicht betrachtet.

I.3. Der Verlauf der Aufladefunktion während des Aufladevorgangs

Der Verlauf der Aufladefunktion $\xi_\varphi = \xi(0, \varphi)$ während des Aufladevorgangs ist in Abb. 44 exemplarisch für den Fall eines positiven und eines negativen Gleichgewichtspotentials φ_c wiedergegeben. In dieser halblogarithmischen Auftragung markiert die untere Abszissenachse den tatsächlichen Potentialwert φ , die obere den auf das Gleichgewichtspotential φ_c normierten Wert $\tilde{\varphi} = \varphi/\varphi_c$; die Verwendung von $\tilde{\varphi}$ als Abszissengröße erlaubt den direkten Vergleich des

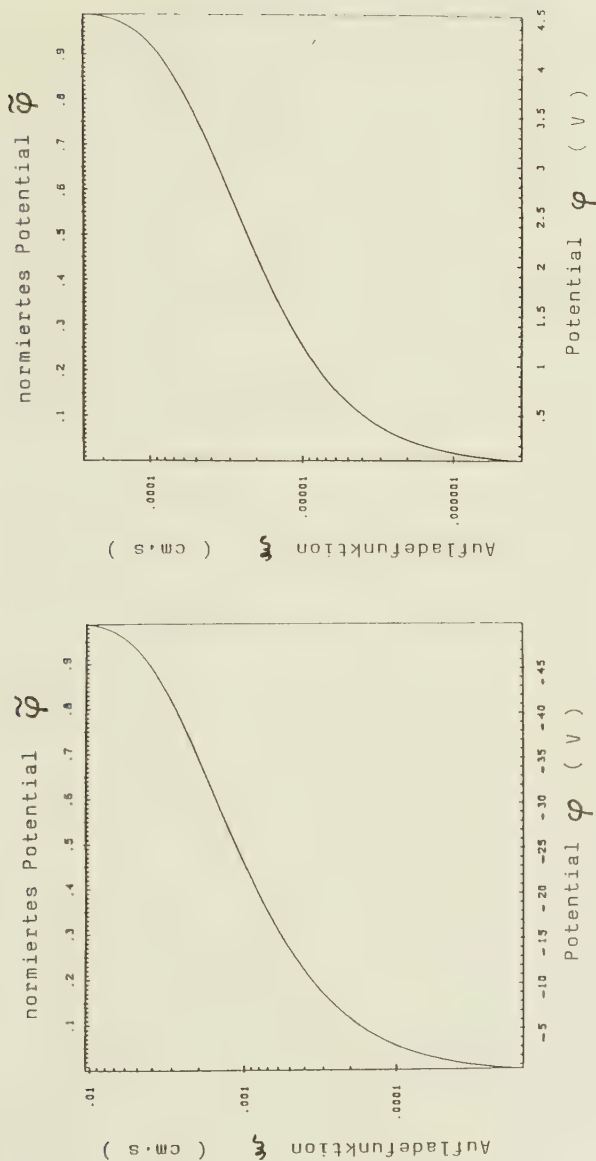


Abb. 44 Der Verlauf der Aufladefunktion während des Aufladevorgangs

Teilströme : TH+SEE/TH+PH (Standardparameter)

links : $N^- = 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $E^- = 50 \text{ eV}$

rechts: $N^- = 10^2 \text{ cm}^{-3}$, $E^- = 500 \text{ eV}$

Verlaufs der Aufladefunktionen mit verschiedenen Parameterkombinationen in einem Bild (vgl. Abb. 45 + 46). Der Verlauf der Aufladefunktion ξ_{φ} ist unterteilbar in 2 Bereiche, den Parameter bestimmten Bereich von $\tilde{\varphi} = 0$ bis $\tilde{\varphi} \approx 0,95$ und den Gleichgewichtspotential bestimmten Bereich ab $\tilde{\varphi} \approx 0,95$; letzterer zeigt deutlich den Anstieg von ξ_{φ} gegen unendlich große Werte bei Annäherung des Potentials φ an φ_c . Im ersteren manifestieren sich dagegen die Unterschiede von J_{ges} und φ_c infolge der Vorgabeparameter. In Abb. 44 ist das Plasma als thermisch angenommen worden, die berücksichtigten Teilladeströme sind TH, SEE/TH und PH, die variierten Parameter E^- und N^- (a: $E^- = 50$ eV, $N^- = 10^3 \text{ cm}^{-3}$; b: $E^- = 500$ eV, $N^- = 10^2 \text{ cm}^{-3}$). Die Kombination a verursacht wegen des Überwiegens des Plasmastromes ein negatives Gleichgewichtspotential ($\varphi_c \approx -50,0$ V), die Kombination b durch das Zusammenwirken der positiven Photo- und Sekundärelektronenströme ein positives φ_c ($\varphi_c \approx +4,53$ V). Die Werte der Aufladefunktion unterscheiden sich bei jedem Abszissenwert um den Faktor 150, ein direkte Folge des Energieausbeute-Faktors $\tilde{B}$ für die emittierten Sekundärströme SEE/TH und PH; der starke Abfall von $\tilde{B}$ bei $\varphi \approx E_{s \max} / |e|$ bzw. $\varphi \approx E_o \text{ PH} / |e|$ reduziert das erreichbare Gleichgewichtspotential φ_c auf wenige Volt; zugleich werden auch die ξ -Werte kleiner (wegen des niedrigen φ_c -Wertes!). Die Aufladefunktion ξ_{φ} im thermischen Plasma (TH) mit den Elektronendichten $N^- = 10$ und 100 cm^{-3} und Elektronenenergien $E^- = 5,50$ und 500 eV zeigt Abb. 45a. Das Gleichgewichtspotential φ_c ist hier direkt proportional zu E^- , aber N^- -unabhängig, die Aufladefunktion proportional zu $1/\sqrt{E^- N^-}$. Daraus erklärt sich der übereinstimmende Verlauf von ξ_{φ} für die Parameterkombinationen ($N^- = 10 \text{ cm}^{-3}$, $E^- = 500$ eV) und ($N^- = 100 \text{ cm}^{-3}$, $E^- = 5$ eV), obwohl die φ_c -Werte sich um den Faktor 100 unterscheiden. Genauso läßt sich die Skalierung der Kurvenscharen in Abb. 45 a erklären

$(N^- \text{ fest} \Rightarrow \xi_\varphi \propto 1/\sqrt{E^-}; E^- \text{ fest} \Rightarrow \xi_\varphi \propto 1/N^-)$.

Bei Einbeziehung des Photostromes PH zusätzlich zum Plasmastrom TH (vgl. Abb. 45b) verändert sich das Bild. Überwiegt der Plasmastrom ($\Gamma = 2,5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), zeigt sich der dafür typische Verlauf; ist dagegen der Photostrom stärker ($\Gamma = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), so werden die Gleichgewichtspotentiale positiv und die Aufladefunktion unterliegt deutlich dem Einfluß des Energieausbeute-Faktors der Photoelektronen, insbesondere sind die ξ_φ -Werte abgesenkt. In Abb. 46a wird der ξ_φ -Verlauf im monoenergetischen Plasmastrahl ME bei Berücksichtigung von Sekundärelektronenemission SEE/ME vorgestellt. Wieder sind die Kurven bei positivem und negativem Potential deutlich voneinander abgesetzt; zum einen zeigen die Kurven 2, 4 und 6 den normalen Anstieg von ξ_φ mit E^- , zum anderen beweist ein Vergleich der Kurven 2 und 3 sowie 4 und 5 die Zunahme des positiven Ladungsstromes mit der Maximalausbeute δ_{max} ; trotz gleichen φ_c (vgl. Legende zu Abb. 46a) steigt ξ_φ an.

Die Diskussion des Verlaufs der Aufladefunktion ξ_φ während des Aufladevorgangs soll abgeschlossen werden mit dem Vergleich zwischen den Ergebnissen im thermischen TH und monoenergetischen ME Plasma (unter Einbeziehung der PH- und SEE-Ströme). Wie oben schon angesprochen, wird die relative Lage der ξ_φ -Kurven (vgl. Abb. 46b) durch die äußeren Parameter bestimmt, dagegen zeigen diese auf den prinzipiellen Verlauf von ξ_φ keinen wesentlichen Einfluß. In allen hier vorgestellten Beispielen setzt der asymptotische Anstieg bei Annäherung ans Gleichgewichtspotential φ_c mit $\tilde{\varphi}$ -Werten größer als 0,95 ein. Deswegen wird im weiteren die Schnelligkeit des Aufladevorgangs am Beispiel der charakteristischen Aufladefunktion ξ_{95} gemessen.

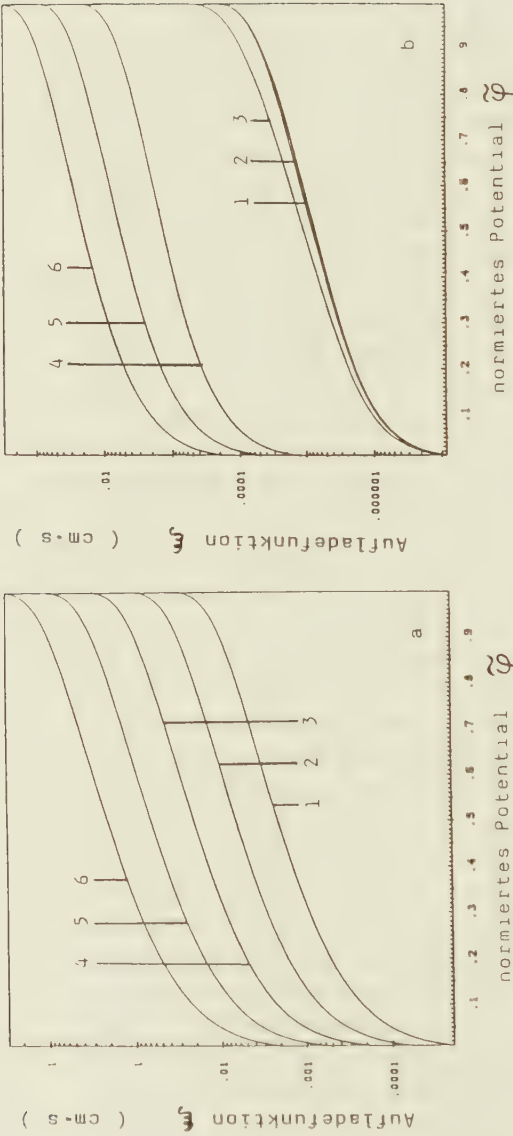


Abb. 45a,b Der Verlauf der Aufladefunktion während des Aufladevorgangs

a	Kurve	N^-	E^-	φ_c
1	1	100	500	-131,3
2	2	100	50	-131,3
3	3	100	5	-13,13
4	4	10	500	-131,3
5	5	10	50	-131,3
6	6	10	5	-13,13

b	Kurve	Γ	E^-	φ_c
1	1	$2,5 \cdot 10^{11}$	500	+9,020
2	2	$2,5 \cdot 10^{11}$	5	+9,855
3	3	$2,5 \cdot 10^{11}$	50	+11,28
4	4	$2,5 \cdot 10^9$	5	-8,196
5	5	$2,5 \cdot 10^9$	50	-113,4
6	6	$2,5 \cdot 10^9$	500	-1255

Teilströme : TH

Teilströme : TH+PH

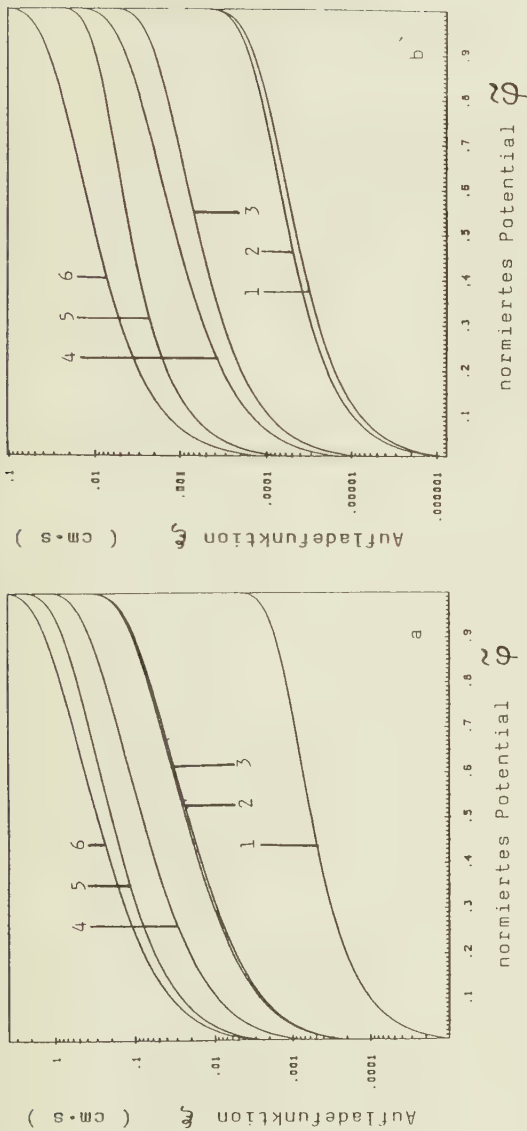


Abb. 46a,b Der Verlauf der Aufladefunktion während des Aufladevorgangs

a	Kurve	$\delta_{\max}$	E^-	φ_c
1	1	1,5	500	+2,401
2	2	0,5	5	-4,944
3	3	1,5	5	-4,944
4	4	0,5	50	-49,44
5	5	1,5	50	-49,44
6	6	0,5	500	-494,4

b	Kurve	Strom	E^-	φ_c
1	ME	500	500	+2,510
2	TH	500	500	+1,745
3	ME	5	5	-3,821
4	TH	5	5	-6,137
5	ME	50	50	-44,25
6	TH	50	50	-32,69

Teilströme : ME+SEE/ME

Teilströme : TH+SEE/TH+PH bzw.

ME+SEE/ME+PH

I.4. Gleichgewichtspotential und charakteristische Aufladefunktion

Ausgehend von den Vorgaben der Parameter-Standardstellung sollen nun die Einflüsse verschiedener Teilstromkombinationen (TH, ME, SEE/TH, SEE/ME, PH) und Parametervariationen auf das Gleichgewichtspotential φ_c und die charakteristische Aufladefunktion ξ_{95} besprochen werden. Die Ergebnisse der Computerrechnungen werden in Form von Bildpaaren, bestehend aus dem φ_c - und dem ξ_{95} -Plot, gezeigt; die Abszissenachse gibt in logarithmischer Auftragung die Elektronenplasmaenergie E^- an. Die linke Ordinatenachse der Plots $\varphi_c(E^-)$ ist für $|\varphi_c| < 5$ V linear, für $|\varphi_c| > 5$ V logarithmisch unterteilt; beide Auftragungsbereiche sind durch eine gestrichelte Linie getrennt. Die rechte Ordinatenachse gibt den maximalen Fragmentationsradius r_B an, der sich bei einer Bruchlast $\mathcal{E}_B = 10^6$ dyn/cm² ($\epsilon = 1$) aus dem φ_c -Wert nach (B.21) bestimmt. Der Plot $\xi_{95}(E^-)$ hat stets eine logarithmisch unterteilte Ordinatenachse. In beiden Plots werden die Werte für $\varphi_c < 0$ nach oben aufgetragen, im ξ_{95} -Plot ist eine breit gestrichelte Linie zur Trennung der beiden Vorzeichenbereiche von φ_c eingezeichnet. Sofern sie nicht aus dem Plot von $\varphi_c(E^-)$ deutlich wird, kann anhand des scharfen Sprungs der ξ_{95} -Funktion die Elektronenenergie E^- des Gleichgewichtspotentials $\varphi_c = 0$ abgelesen werden.

Jeder Tick auf der Elektronenenergieachse entspricht einem Stützpunkt in den numerischen Rechnungen, die den Plots zugrundeliegen. Diese Stützpunkte wurden im Plotprogramm durch eine gefittete Linie verbunden (Routine FITCRV der Erlanger Grafik-Software [55]). Feinheiten im Kurvenverlauf, die innerhalb des Stützpunktabstandes liegen, werden durch die Plots nicht

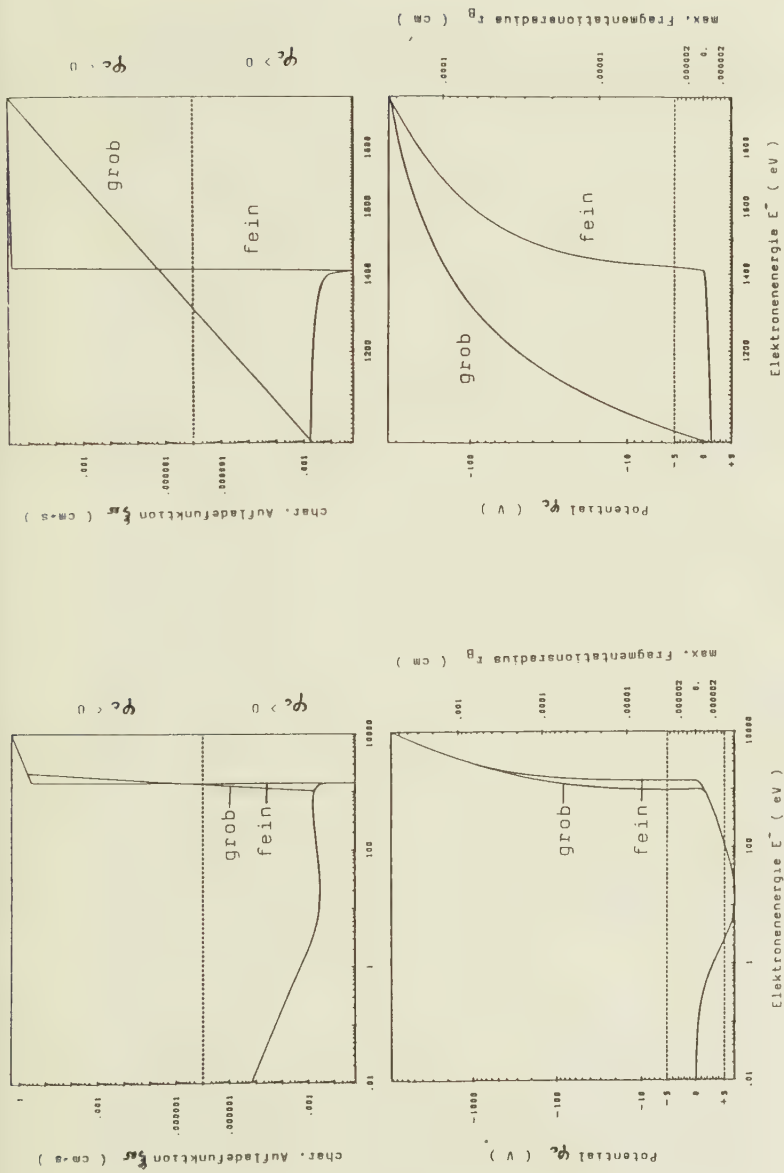


Abb. 47 Einfluß der Schrittweite der Elektronenenergie auf den Verlauf der Kurve für das Gleichgewichtspotential und die charakteristische Aufladefunktion

bzw. nicht exakt erfaßt. Insbesondere der genaue Verlauf der φ_c - und ξ_{95} -Kurven bei Vorzeichenwechsel des Gleichgewichtspotentials innerhalb der Schrittweite der Elektronenenergie kann nur angenähert wiedergegeben werden; dies dokumentiert Abb. 47, in der die Kurven eines bestimmten Parametersatzes, gerechnet mit dem normalen (grob) und einem um den Faktor $1/100$ reduzierten (fein) Stützstellenabstand, gegenübergestellt sind. Nur innerhalb der dem Vorzeichenwechsel von φ_c benachbarten Stützstellen weichen die Kurven voneinander ab. Bei der ξ_{95} -Kurve steigen die Werte kurz vor Erreichen des Vorzeichenwechsels stark an; die feine Schrittweite zeigt an dieser Stelle einen 30-fach höheren Spitzenwert. Diese Spitzen im Verlauf der charakteristischen Aufladefunktion ξ_{95} können unmittelbar vor und nach dem Vorzeichenwechsel des Gleichgewichtspotentials φ_c auftauchen und lassen sich wie folgt verstehen: zum einen erniedrigt der geringe Gesamtstrom den Wert von φ_c , zum anderen wird der Integrand von ξ_{95} sehr groß. Aus der Verbindung von ansteigendem Integranden und fallender Integralobergrenze ergibt sich der prinzipielle Verlauf von ξ_{95} in der Nähe der "Sprungstelle" von φ_c . In den nachfolgend beschriebenen Rechnungen wird auf die genaue Erfassung des φ_c - und ξ_{95} -Verlaufes beim Vorzeichenwechsel von φ_c verzichtet; die gezeigten Kurven sind im jeweiligen Stützstellenintervall nur eine ungefähre Darstellung im oben vorgebrachten Sinn.

1.4.1. Plasmastromparameter

Bei der Beschreibung des Einflusses der Plasmastromparameter auf φ_c und ξ_{95} wird in der Regel auf die getrennte Darstellung für ruhendes thermisches Plasma (TH) und monoenergetisches Plasma (ME) verzichtet, da

die Ergebnisse meist ähnlich sind; lediglich bei stark abweichenden Resultaten wird eine Fallunterscheidung getroffen. Die Effekte der Einzelparameter werden - zumeist - für das thermische Plasma in Abbildungen dokumentiert.

Als Ladungsstrom wird nur der durch die geladenen Plasmateilchen (Parameter-StandardEinstellung beachten!) berücksichtigt.

a.) Plasmadichte $N^{\pm}$ (vgl. Abb. 48, 49, 50)

Das Gleichgewichtspotential φ_c ist stets negativ und wegen (H.6) bzw. (H.13) direkt proportional zur Elektronenenergie E^- . Der Grund für das Überwiegen des negativen Ladungsstromes ist der sog. Masseneffekt, der durch das große Verhältnis von Ionen- m^+ zu Elektronenmasse m^- ($m^+/m^- = 1836$) zustandekommt (vgl. Kapitel D.4 und Abb. 20b). Das Gleichgewichtspotential φ_g ist dichte-entartet, da $N^{\pm}$ ($N^{\pm} = 1, 10, 10^2, 10^3, 10^4 \text{ cm}^{-3}$) in beiden Plasmakomponentenströmen als gemeinsamer multiplikativer Faktor auftritt. Weil die Differenz der Nullladungsströme von Elektronen und Ionen im thermischen Plasma (TH) größer ist als beim Plasmastrahl (ME) gleicher Teilchenenergie, ist φ_c (TH, E^-) negativer als φ_c (ME, E^-) (etwa Faktor 2). Die charakteristische Aufladefunktion ξ_{95} nimmt stets mit $\sqrt{E^-}$ zu und ist - im Gegensatz zu φ_c - durch den Kurvenparameter $N^{\pm}$ skaliert ($\propto 1/N^{\pm}$); dies folgt auch aus (H.7.a) und (H.14). Wegen des negativeren Gleichgewichtspotentials ist ξ_{95} (TH, E^-) höher als ξ_{95} (ME, E^-).

b.) Plasmadichteverhältnis $\tilde{N}$ (vgl. Abb. 51)

Der prinzipielle Verlauf von $\varphi_c(E^-)$ und $\xi_{95}(E^-)$ ist von der Variation des Dichteverhältnis $\tilde{N} = N^+/N^-$ ($\tilde{N} = 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}, 1, 10, 10^2, 10^3$) nicht betroffen,

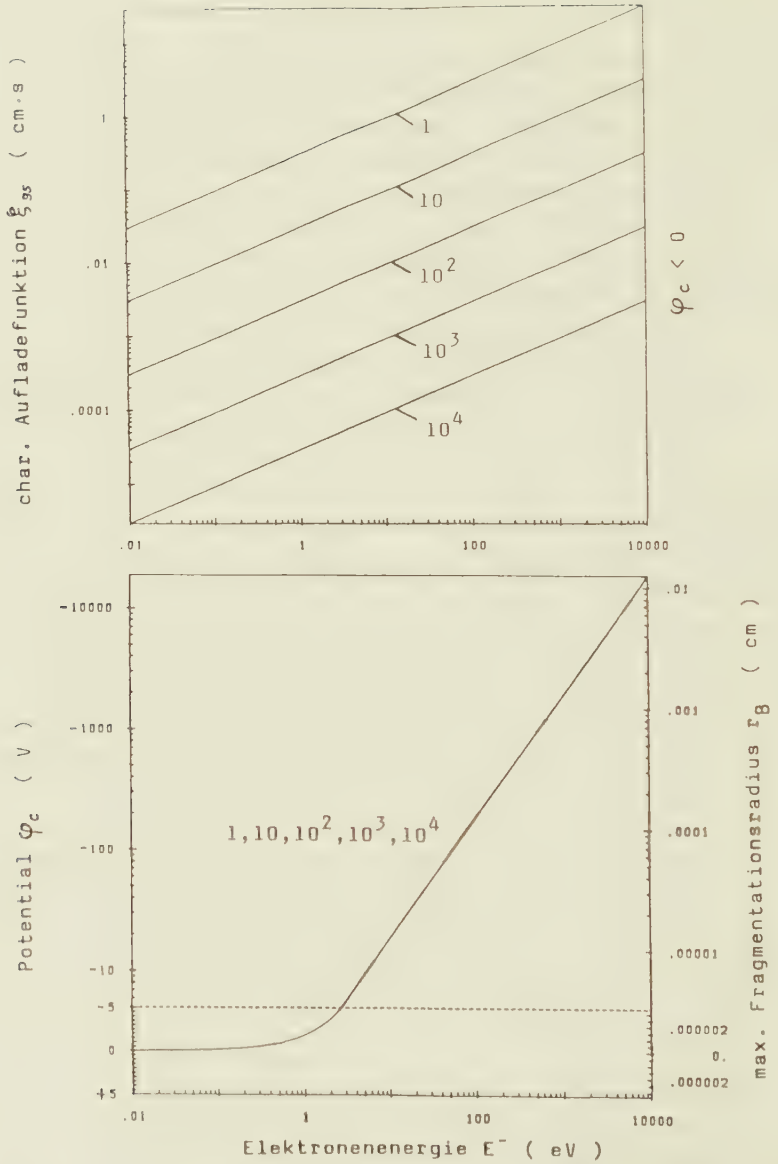


Abb. 48 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme : TH (Standardparameter mit $m_+ = m_p$)
 Variationsparameter: Elektronendichte N^-
 ($N^- = 1; 10; 10^2; 10^3; 10^4$ cm $^{-3}$)

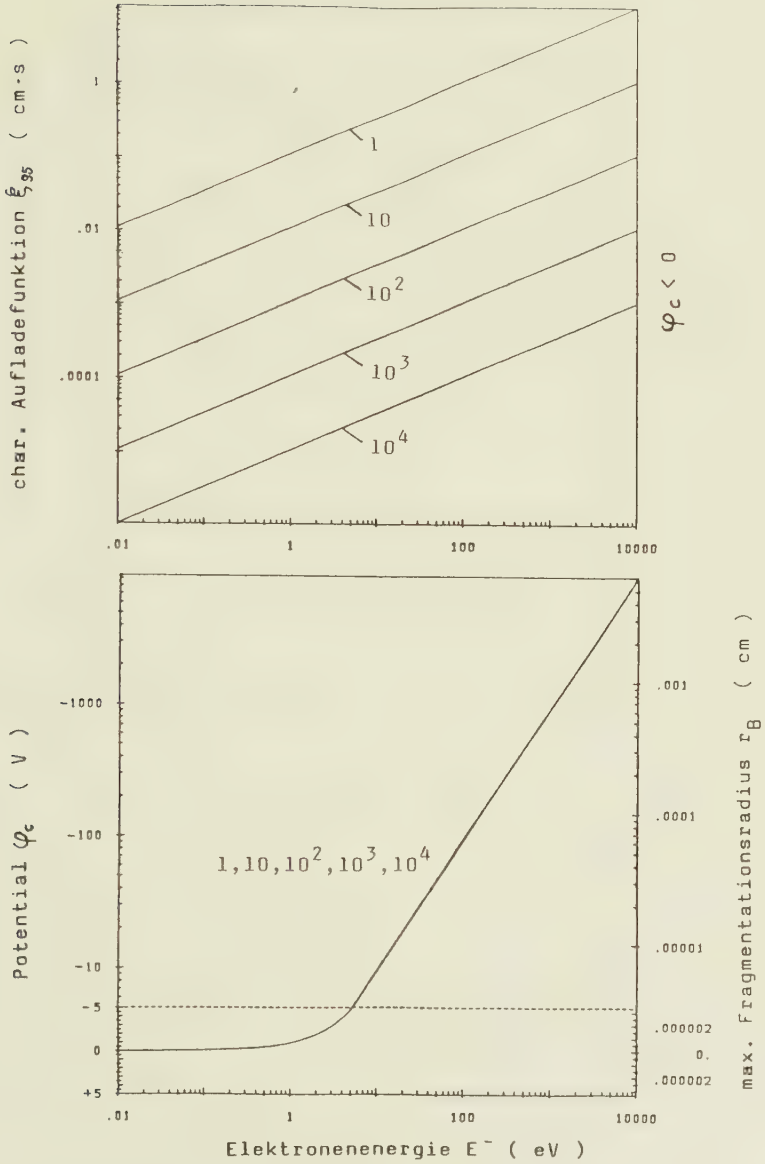


Abb. 49 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme : ME (Standardparameter mit $m^+ = m_p$)
 Variationsparameter: Elektronendichte N^-
 ($N^- = 1; 10; 10^2; 10^3; 10^4 \text{ cm}^{-3}$)

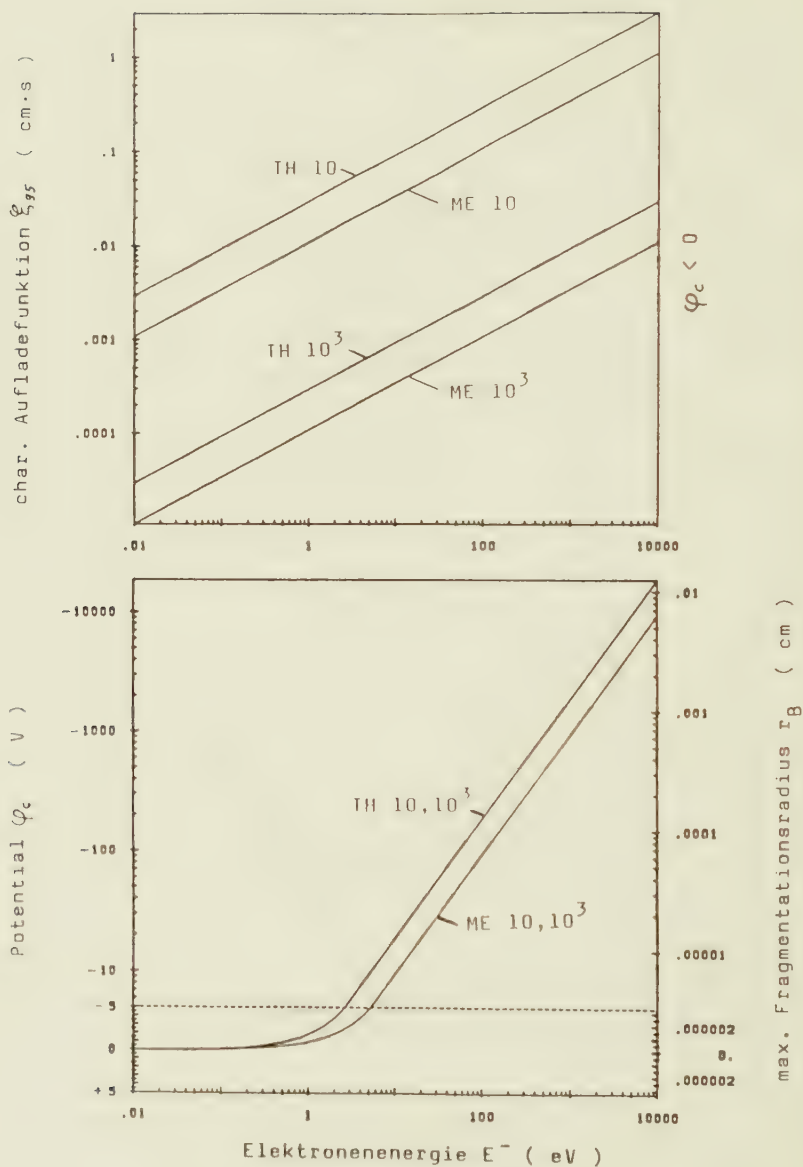


Abb. 50 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme : TH, ME (Standardparameter mit $m^+ = m_p$)
 Variationsparameter: Elektronendichte N^-
 ($N^- = 10; 10^3 \text{ cm}^{-3}$)

wohl aber die Absolutwerte sowie das Vorzeichen von φ_c . Unter der Bedingung

$$\frac{N^+}{\sqrt{m^+}} > \frac{N^-}{\sqrt{m^-}}$$

wechselt φ_c das Vorzeichen von Minus nach Plus, wobei wegen des Fehlens des Energieausbeute-Faktors ($\tilde{B}$ beim Photoeffekt oder bei der Sekundärelektronen-emission) auch hohe positive Potentiale erreichbar sind. Die Zunahme von φ_c mit der Zunahme von $\tilde{N}$ liegt im Ansteigen des positiven Ionenstromes begründet, zugleich bewirkt sie auch die Abnahme von ξ_{95} (für $\varphi_c < 0$).

c.) Ionenmasse m^+ (vgl. Abb. 52)

Mit ansteigender Ionenmasse m^+ ($m^+ = 1, 10, 20, 30, 40 \cdot m_p$) vermindert sich der positive Ladungsstrom; deswegen sinkt das Gleichgewichtspotential φ_c ab ($\varphi_c(m^+ = m_p, E^-)/\varphi_c(m^+ = 40 m_p, E^-) \approx 1/1,5$), umgekehrt steigt ξ_{95} an (Faktor 2,4). Betrachtet man Ionen mit Massenzahlen m^+ über 10 Protonenmassen, so läßt sich kaum mehr eine wesentliche Absenkung von φ_c feststellen.

d.) Durchdringungsenergie $E_{\max}^{\pm}$ (vgl. Abb. 53, 54)

In Abb. 53 sieht man, daß die Erniedrigung von $E_{\max}^{\pm}$ ($E_{\max}^{\pm} = 10^6, 10^5, 5 \cdot 10^4, 10^4, 5 \cdot 10^3, 10^3$ eV bei $E_{\max}^+/E_{\max}^- = 1$) gar keinen Einfluß auf das Gleichgewichtspotential φ_c von Staub im thermischen Plasma hat, da der Absorptionsfaktor des Elektronen- und Ionenstromes als gemeinsamer multiplikativer Faktor in den Gesamtstrom eingeht. Die charakteristische Aufladefunktion ξ_{95} ist bei Elektronenenergien E^- wesentlich kleiner als $E_{\max}^{\pm}$ ebenfalls unverändert, spaltet aber ab $E^- > 0,2 \cdot E_{\max}^{\pm}$ zunehmend auf, was durch die Abnahme des Gesamtstroms bei nach wie vor gleichem Gleichgewichtspotential φ_c bedingt ist; unter diesen Umständen

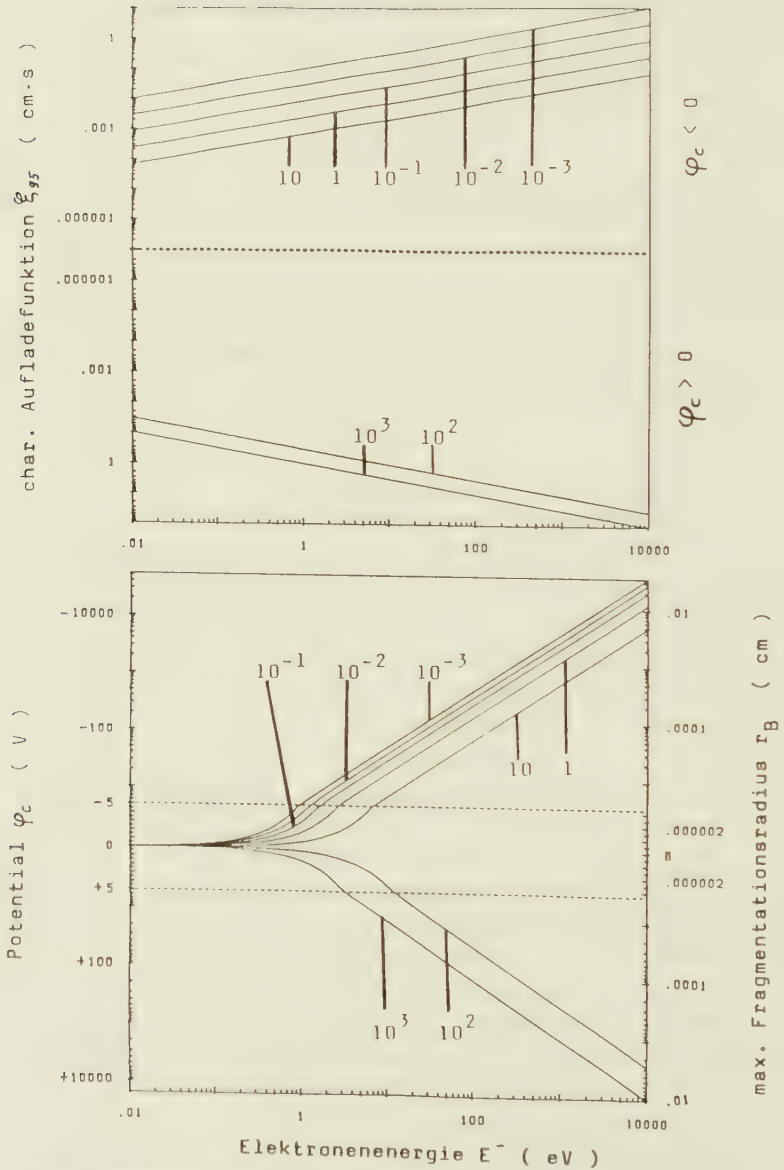


Abb. 51 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme: IH (Standardparameter mit $m^+ = m$)
 Variationsparameter: Plasmadichteverhältnis $\tilde{N}_P$
 $(\tilde{N} = 10^{-3}; 10^{-2}; 10^{-1}; 1; 10; 10^2; 10^3)$

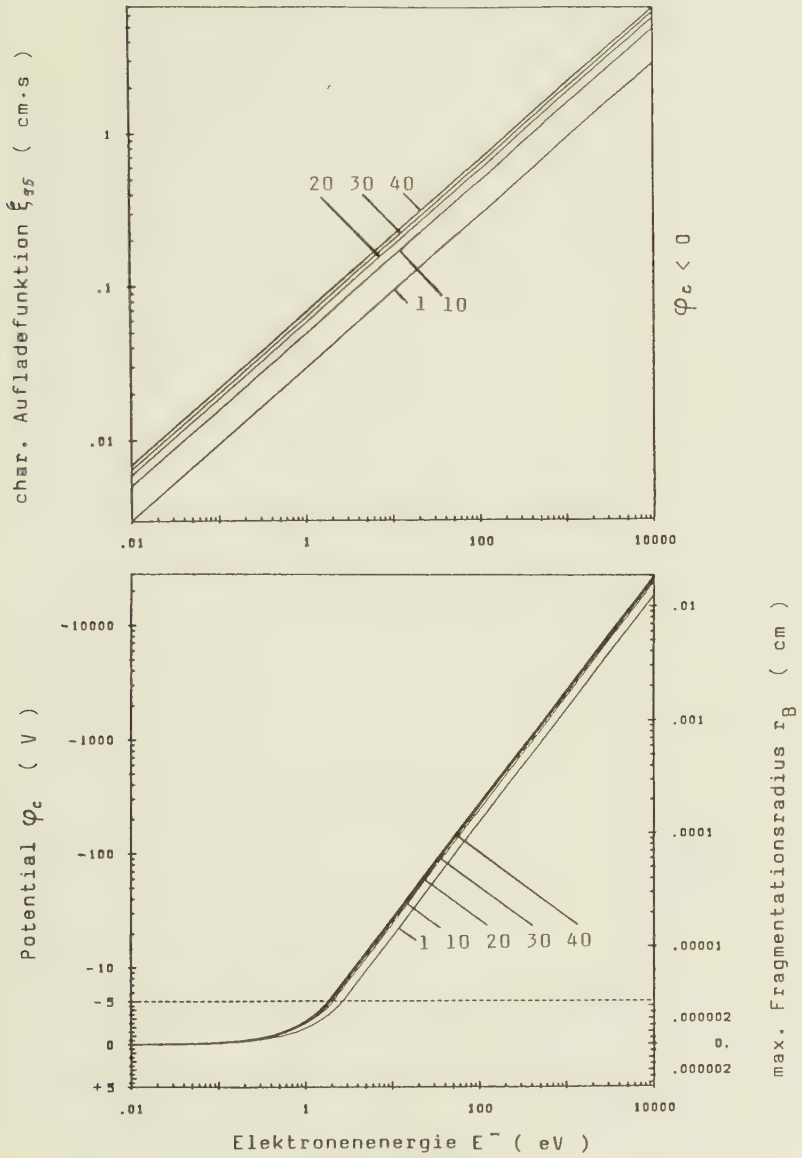


Abb. 52 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme : IH (Standardparameter)
 Variationsparameter: Ionenmasse m^+
 ($m^+ = 1; 10; 20; 30; 40 m_p$)

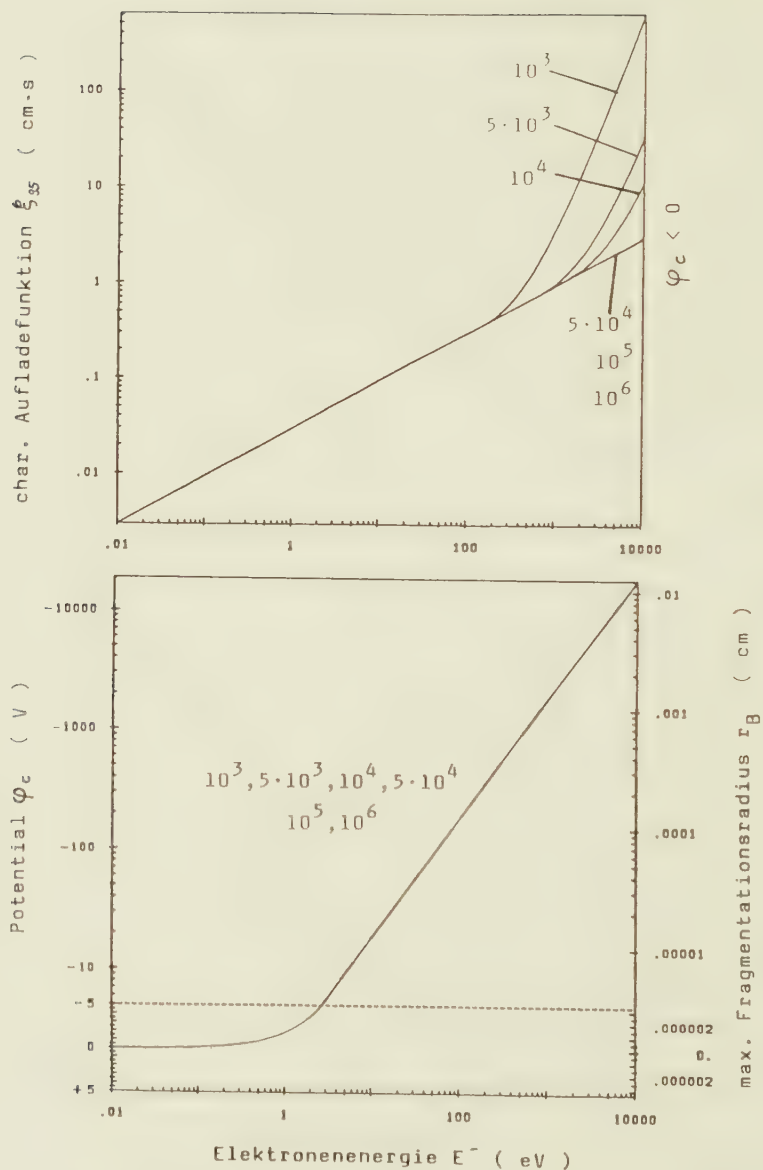


Abb. 53 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme : TH (Standardparameter mit $m^+ = m$)
 Variationsparameter: Durchdringungsenergie $E_{\max}^{\pm}$
 ($E_{\max}^{\pm} = 10^6; 10^5; 5 \cdot 10^4; 10^4; 5 \cdot 10^3; 10^3$ eV)

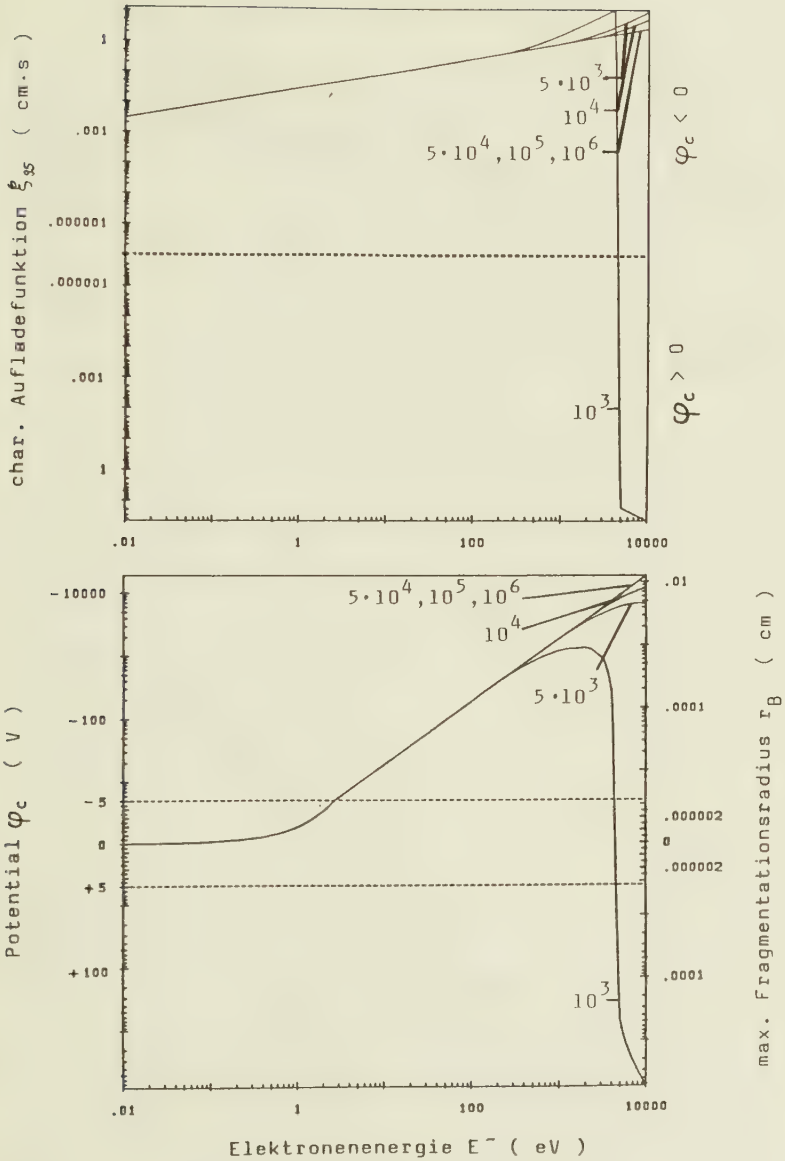


Abb. 54 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme : TH (Standardparameter mit $m^+ = m_p$)
 Variationsparameter: Durchdringungsenergie $E_{\max}^-$
 ($E_{\max}^- = 10^6; 10^5; 5 \cdot 10^4; 10^4; 5 \cdot 10^3; 10^3$ eV)

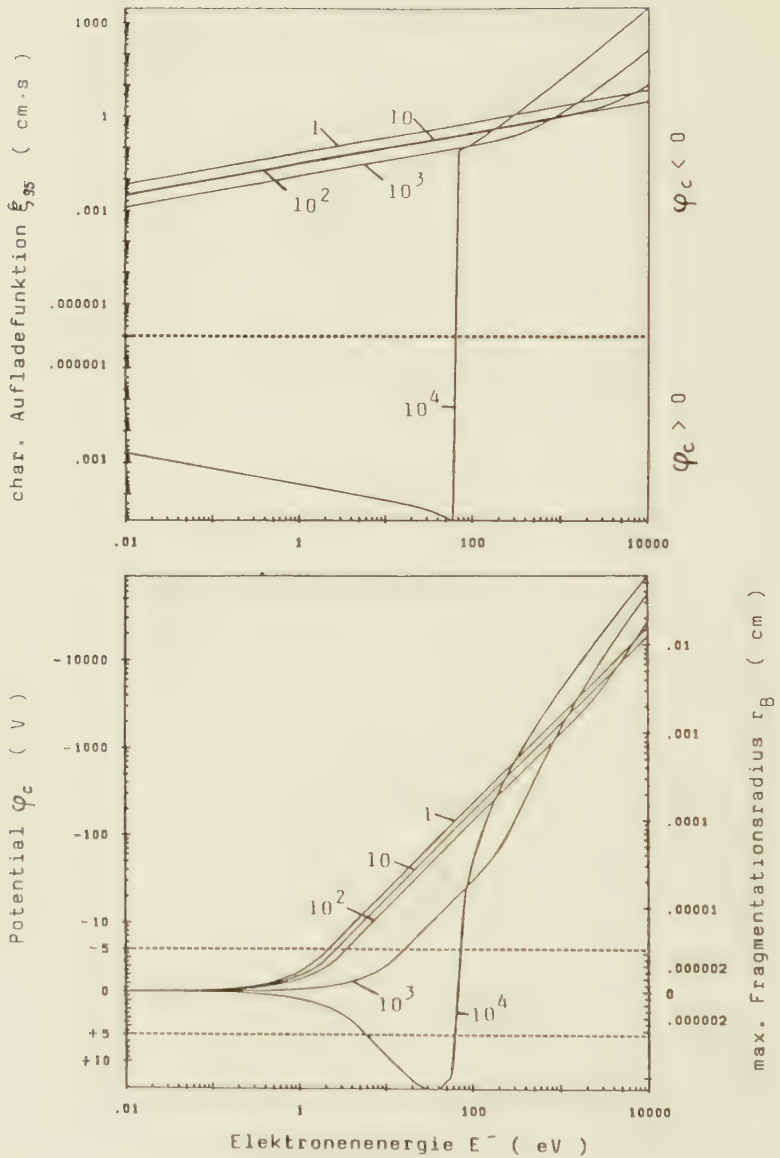


Abb. 55 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme: TH (Standardparameter mit $m^+ = m$)
 Variationsparameter: Plasmaenergieverhältnis $\tilde{E}$
 ($\tilde{E} = 1; 10; 10^2; 10^3; 10^4$)

treten auch extrem hohe ξ_{95} -Werte auf ($\xi_{95} > 100 \text{ cm}\cdot\text{s}$). Bei der einseitigen Absenkung der Durchdringungsenergie E_{max}^- ($E_{\text{max}}^- = 10^6, 10^5, 5\cdot 10^4, 10^4, 5\cdot 10^3, 10^3 \text{ eV}$) für Elektronen zeigen sich auch im φ_c -Plot Veränderungen (vgl. Abb. 54). Der Elektronenstrom nimmt bei E^- größer als $1/5 \cdot E_{\text{max}}^-$ stark ab, der Ionenstrom dagegen nicht im gleichen Maße. Folglich steigt das Gleichgewichtspotential φ_c an und wird für $E_{\text{max}}^- = 10^3 \text{ eV}$ bei $E^- \geq 5000 \text{ eV}$ sogar stark positiv (wieder fehlt die reduzierende Wirkung des Energieausbeute-Faktors auf den Ionenstrom wie z.B. beim Photoeffekt).

Im Verlauf der charakteristischen Aufladefunktion ξ_{95} erkennt man kurz vor dem Umschlagen des Gleichgewichtspotentials φ_c zu positiven Werten einen Anstieg, obwohl φ_c betragsmäßig abnimmt; hier erweist sich die rapide Abnahme des Absorptionsfaktors für den Elektronenstrom und die damit verbundene Absenkung des Gesamtstromes einflußreicher auf ξ_{95} als die Zunahme von φ_c . Im Falle eines monoenergetischen Plasmas (ME) sieht man keine Änderungen im Verlauf der φ_c - und ξ_{95} -Kurven, bis die Elektronen das Staubkorn durchdringen können ($E^- \geq E_{\text{max}}^- - q\varphi$). φ_c verweilt dann bei diesem Wert.

In realen hochenergetischen Plasmen kann man folglich an Staubkörnern verschiedener Radien unterschiedliche Gleichgewichtspotentiale beobachten, wobei sogar verschiedene Vorzeichen von φ_c nicht ausgeschlossen sind (vgl. Kapitel K.2 und K.3).

e.) Plasmaenergieverhältnis $\tilde{E}$ (vgl. Abb. 55)

Die Erhöhung des Plasmaenergieverhältnis $\tilde{E}$ zugunsten der Ionenenergie bewirkt die Verstärkung des positiven Ladungsstromes. Dies zeigt sich im Anstieg von φ_c . Für $\tilde{E} \geq m^+/m^-$ (in Abb. 55 gilt: $m^+/m^- = 1836$) sind positive Gleichgewichtspotentiale möglich. Da der

Absorptionsfaktor mit dem Anstieg der Plasmaelektronenenergie E^- bei festem Plasmaenergieverhältnis $\tilde{E}$ zunehmend den positiven Ladungsstrom vermindert, orientiert sich der Verlauf von $\varphi_c(E^-)$ wieder an den Elektronen dominierten Fall; es können bei $\tilde{E} > 10^3$ auch sehr hohe negative Gleichgewichtspotentiale (verbunden mit großen ξ_{95} -Werten) auftreten.

I.4.2. Photostromparameter

Die Betrachtung des Photostroms PH als einzigen Aufladestrom der Staubteilchen ist unergiebig; das zu erwartende Gleichgewichtspotential ist positiv (unendlich groß, in der Praxis dürfte sich ein endliches φ_c ergeben, welches mit den in Kapitel F getroffenen Modellannahmen zum Photostrom allerdings nicht beschrieben werden kann). Deswegen wird der Gesamtladungsstrom um den Stromanteil (vgl. Kapitel D und I.4.1) der Plasmaelektronen und -Ionen erweitert. Eine Fallunterscheidung nach Plasmaart (IH oder ME) wird nur bei wesentlichen Abweichungen der Ergebnisse gemacht. Basis der Rechnungen war wieder die Parameter-StandardEinstellung.

a.) Photostromkonstante Γ (vgl. Abb. 56 - 59)

Die Zuschaltung des Photostromes PH ($\Gamma = 2,5 \cdot 10^6, 2,5 \cdot 10^7, 2,5 \cdot 10^8, 2,5 \cdot 10^9, 2,5 \cdot 10^{10}, 2,5 \cdot 10^{11}, 2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) zum Plasmastrom IH oder ME (vgl. Abb. 56, 57) kann auch im Falle isoenergetischer Plasmakomponenten (bei Parameter-StandardEinstellung) positive Gleichgewichtspotentiale φ_c erzeugen. Als Richtschnur für das Auftreten von positiven φ_c -Werten kann die aus der Nullstrombedingung (H.1) hergeleitete Formel (H.4) für die Elektronenenergie E^- des φ_c -Vorzeichenwechsels gelten. Trotz teilweise sehr großer positiver Photoladungsströme (z.B. $\Gamma = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) bleiben

die positiven Gleichgewichtspotentiale relativ klein ($0 - 15 \text{ V}$). Dies ist eindeutig auf die Photostrom absenkende Wirkung des Energieausbeute-Faktors $\tilde{B}$ der Photoelektronen zurückzuführen; wegen des niedrigen Wertes für die wahrscheinlichste Energie E_{OPH} der Photoelektronen ($E_{\text{OPH}} = 2 \text{ eV}$) können nur wenige durch das Sonnenlicht herausgeschlagene Elektronen das positive Oberflächenpotential des Staubkorns überwinden, die meisten stürzen wieder auf das Staubkorn zurück. Der Vorzeichenwechsel des Gleichgewichtspotentials verlagert sich in beiden Plasmatypen (TH vgl. Abb. 56, ME vgl. Abb. 57) gemäß (H.4) proportional dem Quadrat der Photostromkonstanten Γ zu höheren Elektronenenergien E^- (an den Sprungstellen in den ξ_{95} -Plots ist dies wohl besser zu erkennen). Nach dem Erreichen des Vorzeichenwechsels von positivem zu negativem φ_c streben die Kurven der Gleichgewichtspotentiale sehr rasch der Kurve für das entsprechende Plasma ohne Photostrom zu. Der Einfluß der Photostromkonstanten Γ auf den Gesamtstrom geht mit zunehmender Elektronenenergie E^- zurück.

Im monoenergetischen Plasma ME (vgl. Abb. 57, 58) sind die positiven Gleichgewichtspotentiale φ_c bei Elektronenenergien E^- unter 1 eV deutlich höher als die im thermischen Plasma TH (vgl. Abb. 56, 58) unter sonst gleichen Parameterbedingungen. Die "Kompression" der φ_c -Kurven in thermischen Plasmen geringer Energie ist eine Folge des Debye-Faktors im Plasmastrom, welcher die Elektronendichte an der Staubkornoberfläche exponentiell mit dem Verhältnis $q\bar{\varphi}/E^-$ erhöht, die Iondichte entsprechend absenkt. Damit treten schon bei kleinen Oberflächenpotentialen höhere negative Ladungsströme auf als in monoenergetischen Plasmen (linearer Zusammenhang mit $q\bar{\varphi}/E^-$). In Abb. 59 wird in einem thermischen Plasma bei fester Photostromkonstante

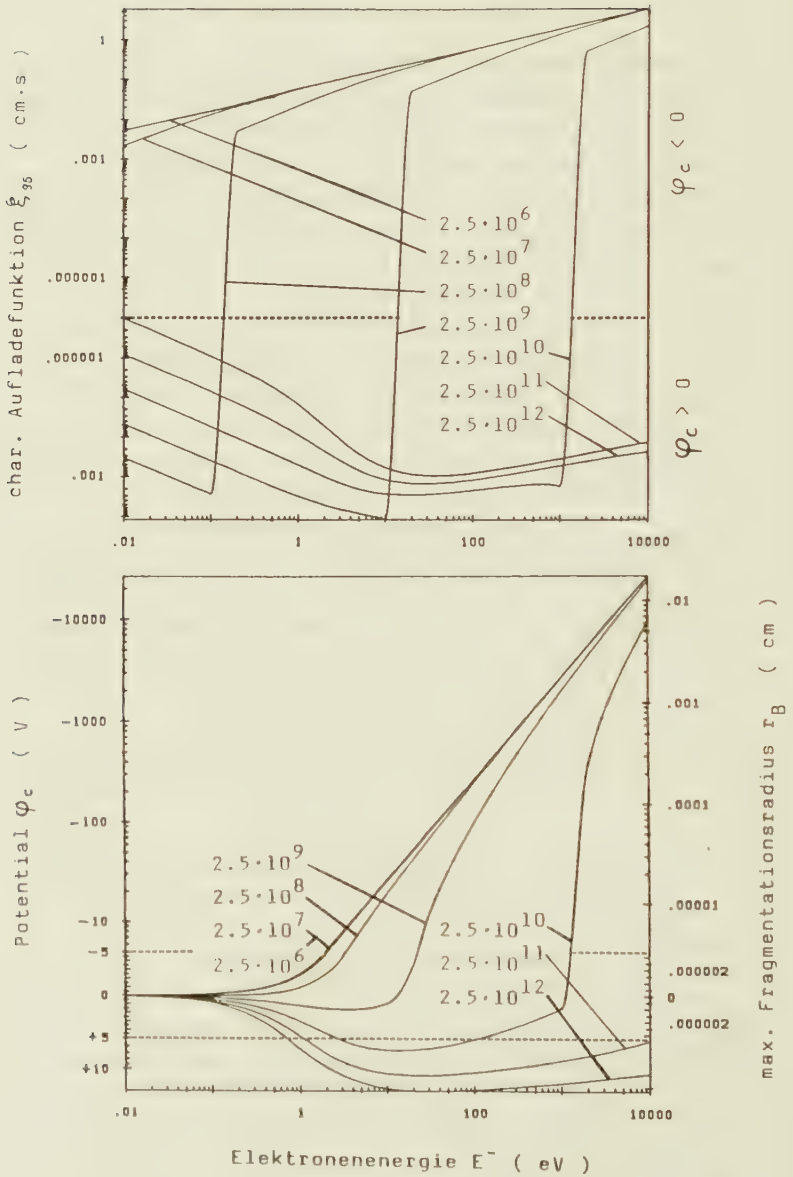


Abb. 56 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme : TH+PH (Standardparameter)
 Variationsparameter: Photostromkonstante Γ
 ($\Gamma = 2,5 \cdot 10^6$; $2,5 \cdot 10^7$; $2,5 \cdot 10^8$; $2,5 \cdot 10^9$;
 $2,5 \cdot 10^{10}$; $2,5 \cdot 10^{11}$; $2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)

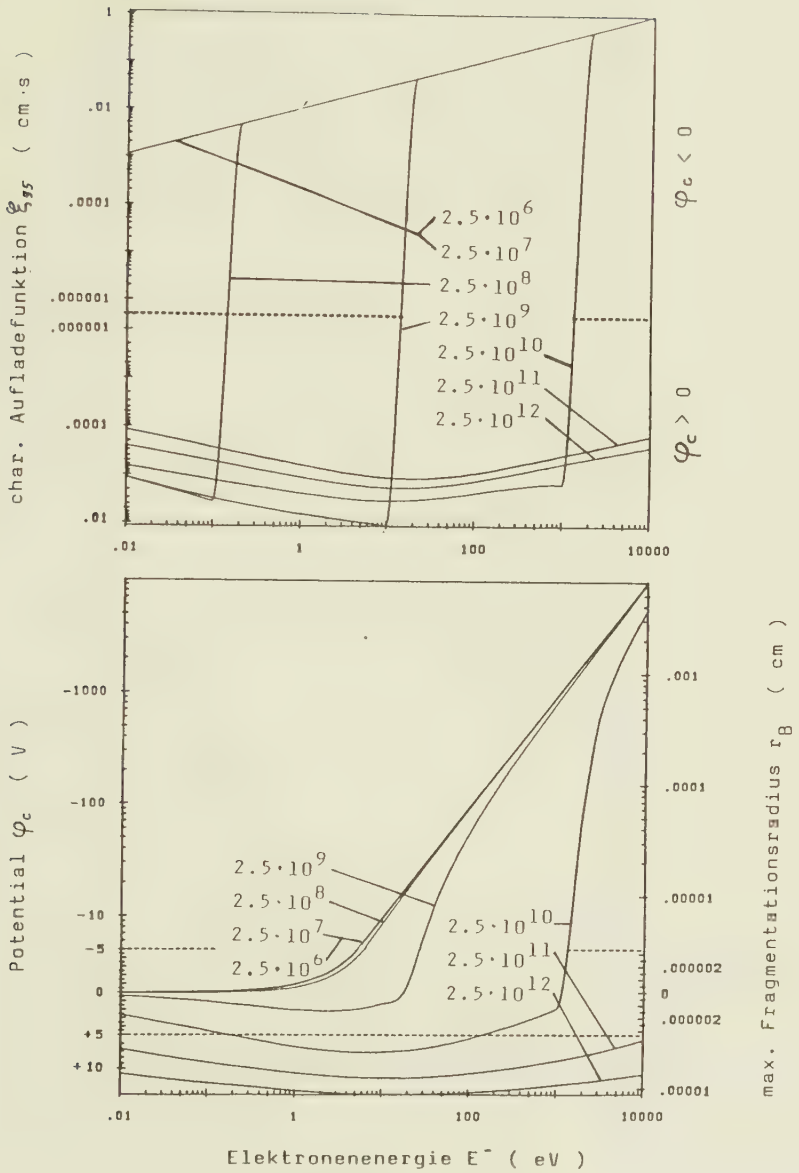


Abb. 57 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme : ME+PH (Standardparameter)
 Variationsparameter: Photostromkonstante Γ
 ($\Gamma = 2,5 \cdot 10^6$; $2,5 \cdot 10^7$; $2,5 \cdot 10^8$; $2,5 \cdot 10^9$;
 $2,5 \cdot 10^{10}$; $2,5 \cdot 10^{11}$; $2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)

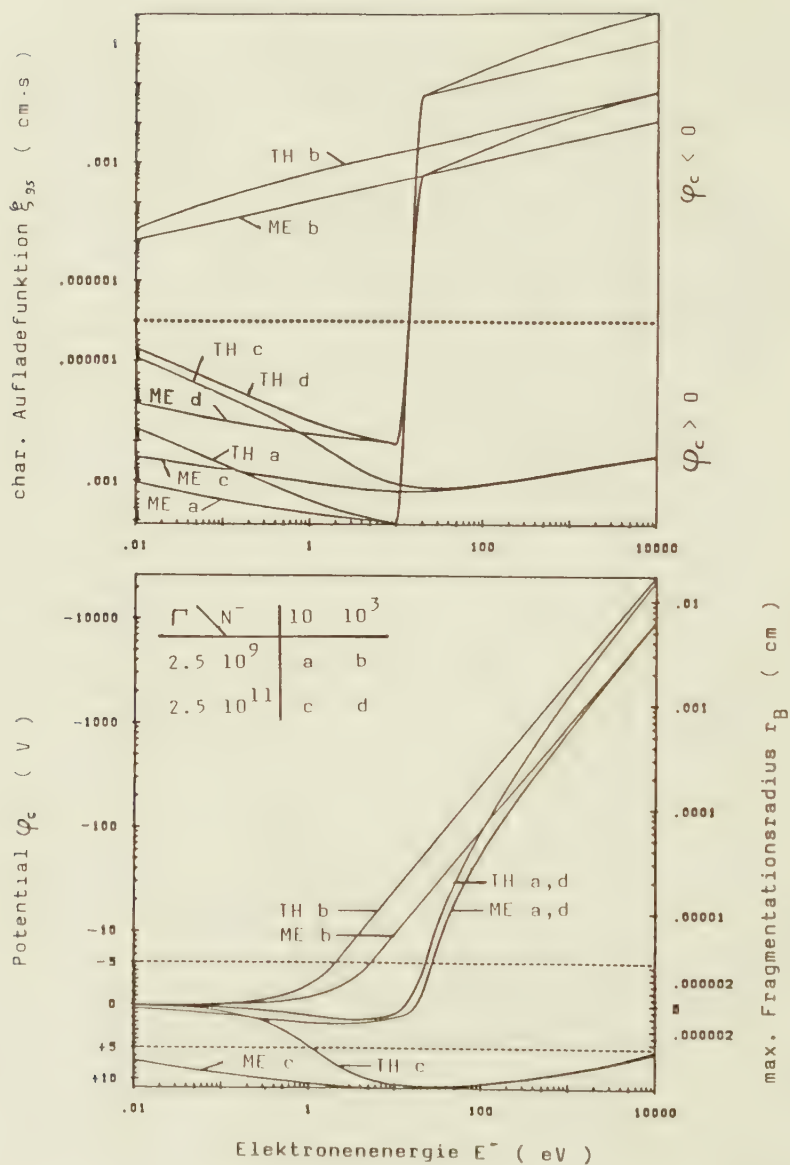


Abb. 58 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme : TH+PH, ME+PH (Standardparameter)
 Variationsparameter: Elektronendichte N^- , Photostrom-
 konstante Γ

$$(N^- = 10; 10^3 \text{ cm}^{-3}, \Gamma = 2,5 \cdot 10^9; 2,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$$

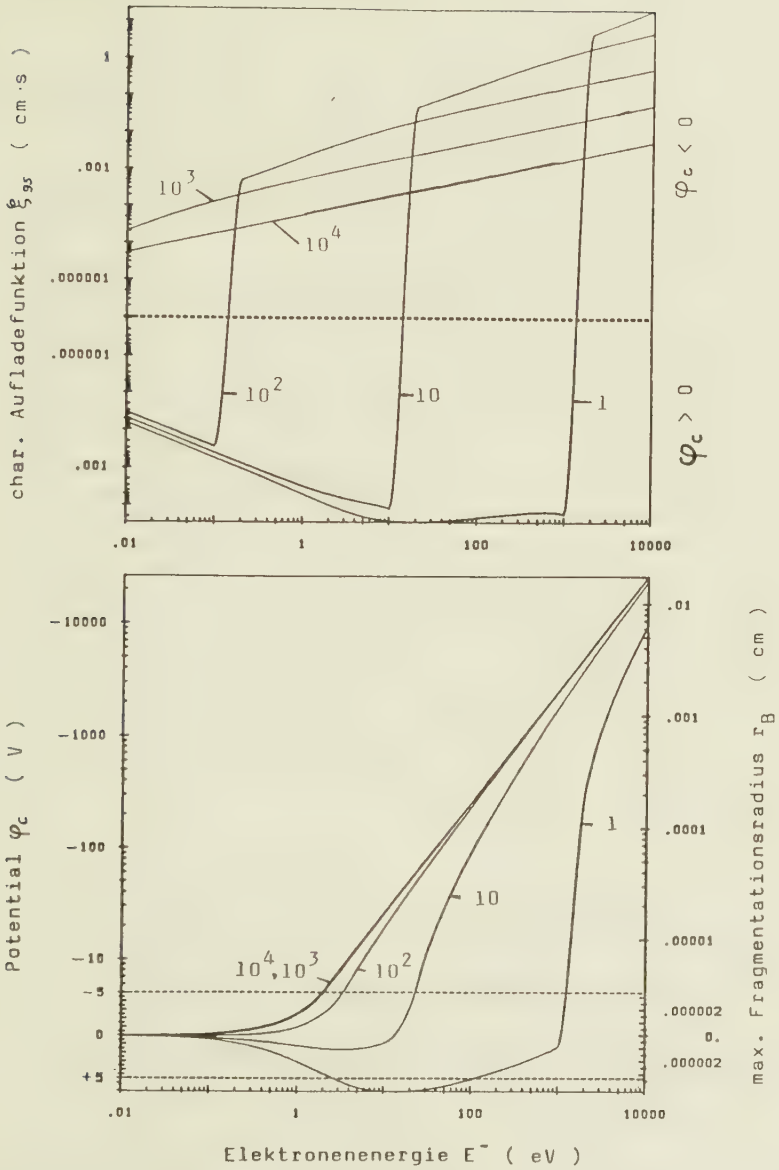


Abb. 59 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme: TH+PH (Standardparameter)
 Variationsparameter: Elektronendichte N^-
 ($N^- = 1; 10; 10^2; 10^3; 10^4 \text{ cm}^{-3}$)

($\Gamma = 2,5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) die Plasmadichte N^- variiert; man erkennt die durch (H.4) beschriebene Verschiebung des Vorzeichenwechsels von φ_c mit dem Quadrat der Plasmadichte. Generell gilt, daß die φ_c -Kurven bei gleichem Γ / N^- -Verhältnis (sonst Parameter-Standard-einstellung) gleich sind.

Der Verlauf der charakteristischen Aufladefunktion ξ_{95} ist prinzipiell wie folgt: eine betragsmäßige Zunahme von φ_c erhöht ξ_{95} , gleicher Betrag von φ_c bedeutet auch etwa gleiche Größe von ξ_{95} (unabhängig von anderen Parametern). Nach dem Sprung beim Vorzeichenwechsel von φ_c nähern sich die ξ_{95} -Kurven (unabhängig von Γ) asymptotisch an die "reine Plasmakurve" an. Im thermischen Plasma ist bei Dominanz des Photostroms Γ und kleinen Elektronenenergien $E^- < 1 \text{ eV}$ eine Skalierung der ξ_{95} -Kurven proportional Γ (vgl. Abb. 56), umgekehrt bei Dominanz des Elektronenstromes und großen Elektronenenergien $E^- (> 1000 \text{ eV})$ eine proportional zur Plasmadichte N^- (vgl. Abb. 59) zu beobachten. Im Bereich, in dem der Energieausbeute-Faktor $\tilde{\beta}$ der Photoelektronen das positive Gleichgewichtspotential bestimmt, verlaufen die ξ_{95} -Kurven - beinahe unabhängig vom Plasmamodell - sehr dicht nebeneinander.

b.) Energieverteilung V_{PH} -und wahrscheinlichste Photoelektronenenergie E_{OPH} (vgl. Abb. 60, 61)

Am Beispiel des monoenergetischen Plasmas ME wird erkennbar, daß sowohl die Energieverteilung V_{PH} ($V_{PH} = I \hat{=} \text{Maxwell}$, $V_{PH} = II \hat{=} \text{Grard}$, vgl. Abb. 61) der Photoelektronen, als auch die energetische Lage des Verteilungsmaximums E_{OPH} - kurz wahrscheinlichste Photoelektronenenergie ($E_{OPH} = 1, 2, 3, 5, 10 \text{ eV}$) genannt - (vgl. Abb. 60, 61) nur sehr wenig Einfluß auf die Größe von φ_c und ξ_{95} haben; die positiven Gleichgewichtspotentiale φ_c steigen mit E_{OPH} leicht an

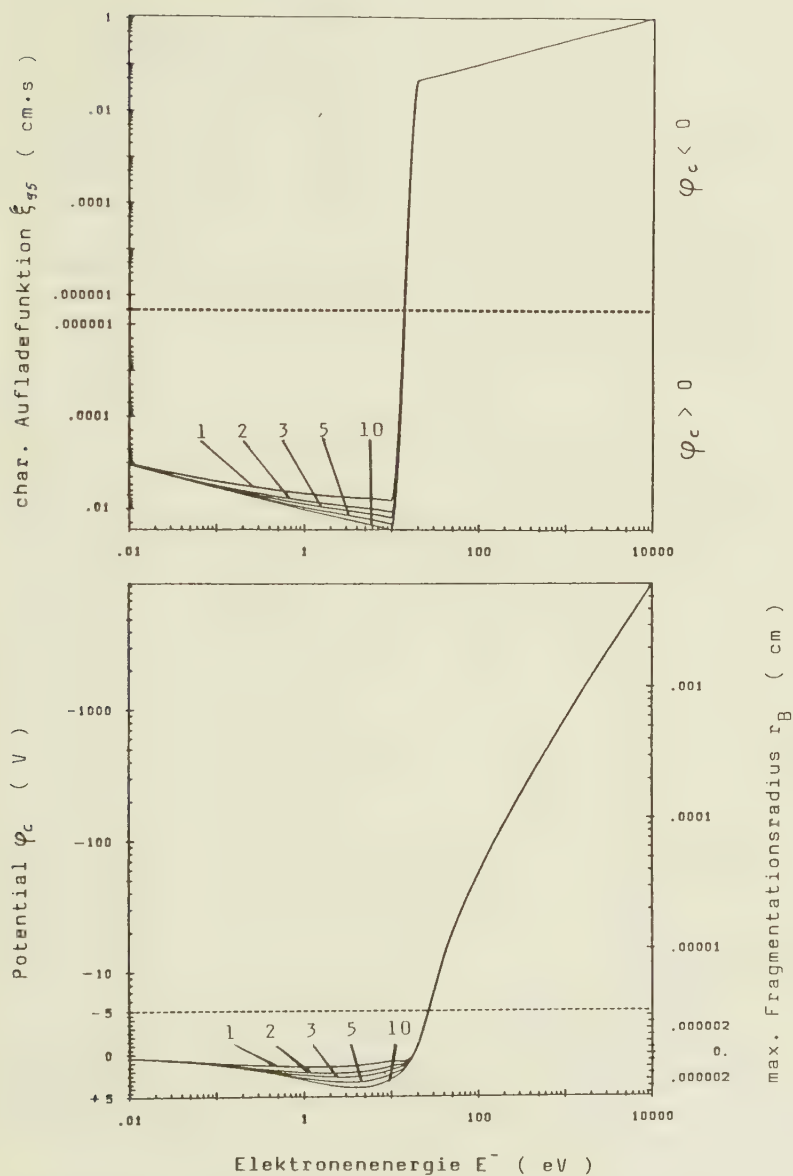


Abb. 60 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme : ME+PH (Standardparameter)
 Variationsparameter: Photoelektronenenergie E_{oPH}
 ($E_{oPH} = 1; 2; 3; 5; 10$ eV)

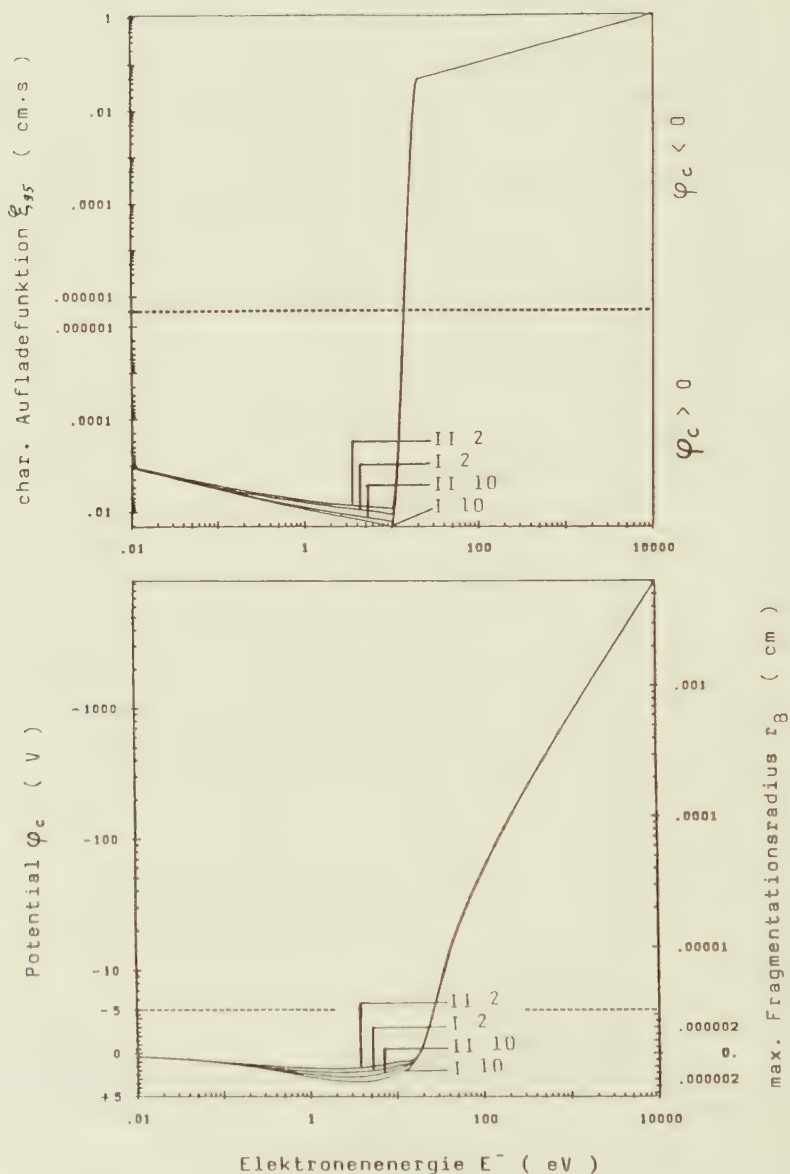


Abb. 61 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme : ME+PH (Standardparameter)
 Variationsparameter: Energieverteilung V_{PH} , Photoelektronenenergie E_{oPH}
 ($V_{PH} = 1$; II, $E_{oPH} = 2$; 10 eV)

(entsprechend verhält sich die charakteristische Aufladefunktion ξ_{95}); bei einer Maxwell-Verteilung (I) ist ein höheres φ_c zu konstatieren als bei der vergleichbaren Grard-Verteilung (II) (vgl. Abb. 60), da der Anteil an energiereicheren Photoelektronen (bei festen E_{0PH}) in ersterer größer ist (vgl. Abb. 39a). Der Verlauf von φ_c und ξ_{95} im Falle negativen Gleichgewichtspotentials wird durch beide Faktoren nicht verändert.

1.4.3. Parameter des Sekundärelektronenstromes

Wieder sollen die Einflüsse der Sekundärelektronenstrom-Parameter hauptsächlich am Beispiel des thermischen Plasmas gezeigt werden (beide Plasmaarten verhalten sich ähnlich). Auf eine Variation der SEE-Parameter des Ionenstromes wird verzichtet, da ihre Auswirkungen zu gering sind (vgl. Kapitel E.2). Der Photostrom ist "abgeschaltet".

a.) Maximale Sekundärelektronenausbeute δ_{max} (vgl. Abb. 62 - 65)

Abb. 62 zeigt die Kurven von Gleichgewichtspotential φ_c und charakteristischer Aufladefunktion ξ_{95} bei der Maximalausbeute an Sekundärelektronen $\delta_{max} = 0,5$ (z.B. Ruß); als Kurvenparameter fungiert die Plasmadichte N^- ($N^- = 1, 10, 10^2, 10^3, 10^4 \text{ cm}^{-3}$). Abgesehen von einer geringen Erhöhung der ξ_{95} in der Nähe der Elektronenenergien $E^- \approx 200 \text{ eV}$ ist kein Unterschied im Verlauf beider Kurvenscharen gegenüber dem Fall ohne SEE-Strom festzustellen. Das Bild ändert sich, wenn $\delta_{max} = 1,5$ (z.B. Silikat) gesetzt wird (vgl. Abb. 63); zwischen Elektronenenergien E^- von 80 und 800 eV wird das Gleichgewichtspotential φ_c positiv. Die Anzahl der emittierten Sekundärelektronen überwiegt die der eintreffenden (vgl. Abb. 26) und verursacht die positiven φ_c -Werte;

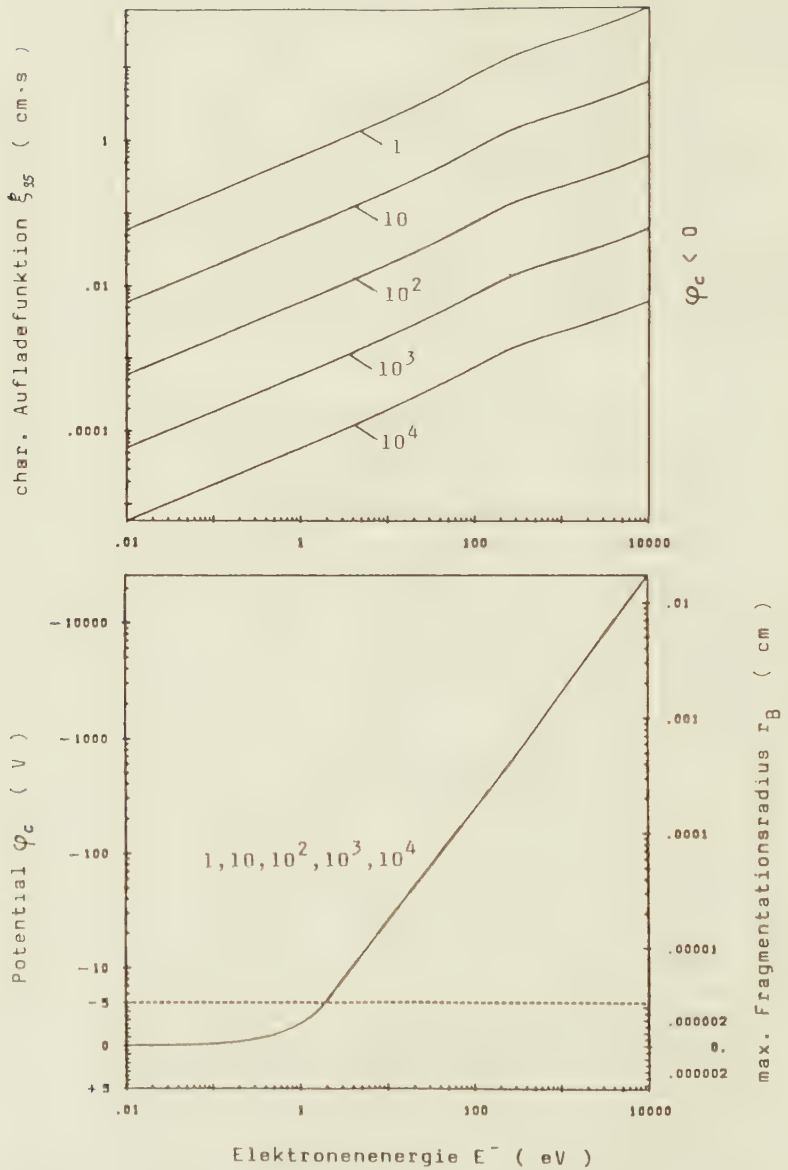


Abb. 62 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme : TH+SEE/TH (Standardparameter mit $\delta_{\max} = 0,5$)
 Variationsparameter: Elektronendichte N^-
 ($N^- = 1; 10; 10^2; 10^3; 10^4$ cm $^{-3}$)

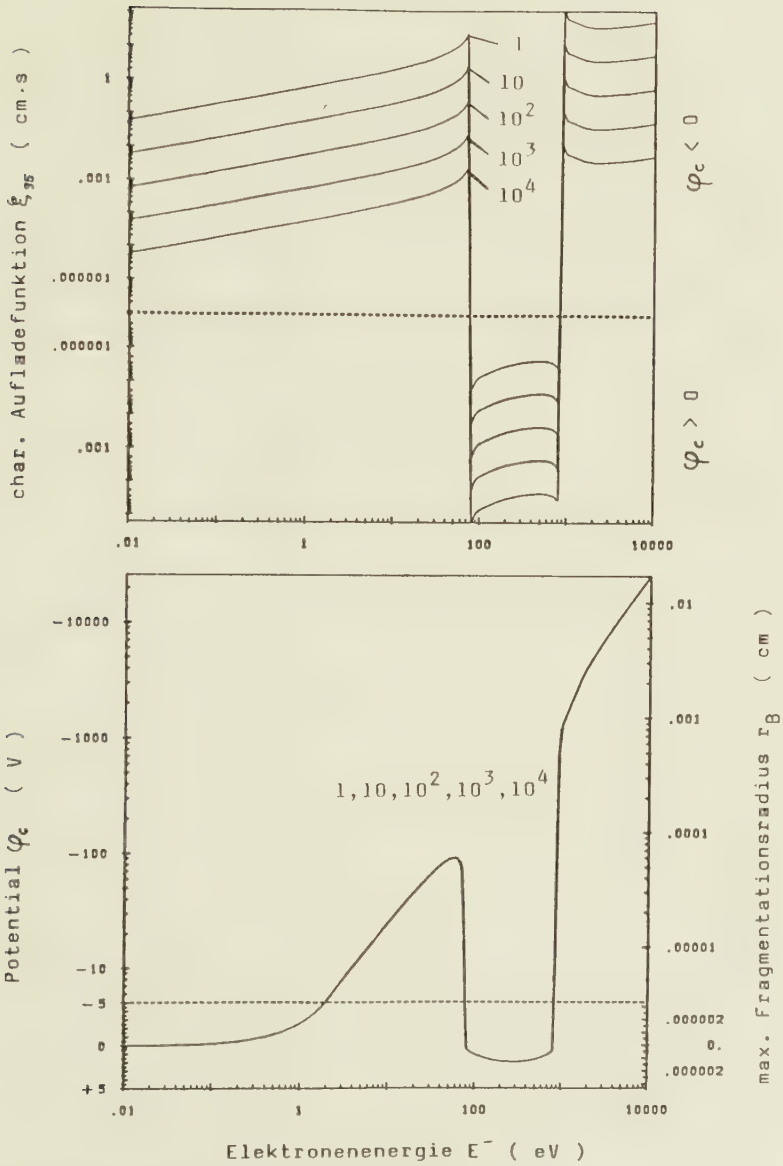


Abb. 63 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme : TH+SEE/TH (Standardparameter)
 Variationsparameter: Elektronendichte N^-
 ($N^- = 1; 10; 10^2; 10^3; 10^4$ cm $^{-3}$)

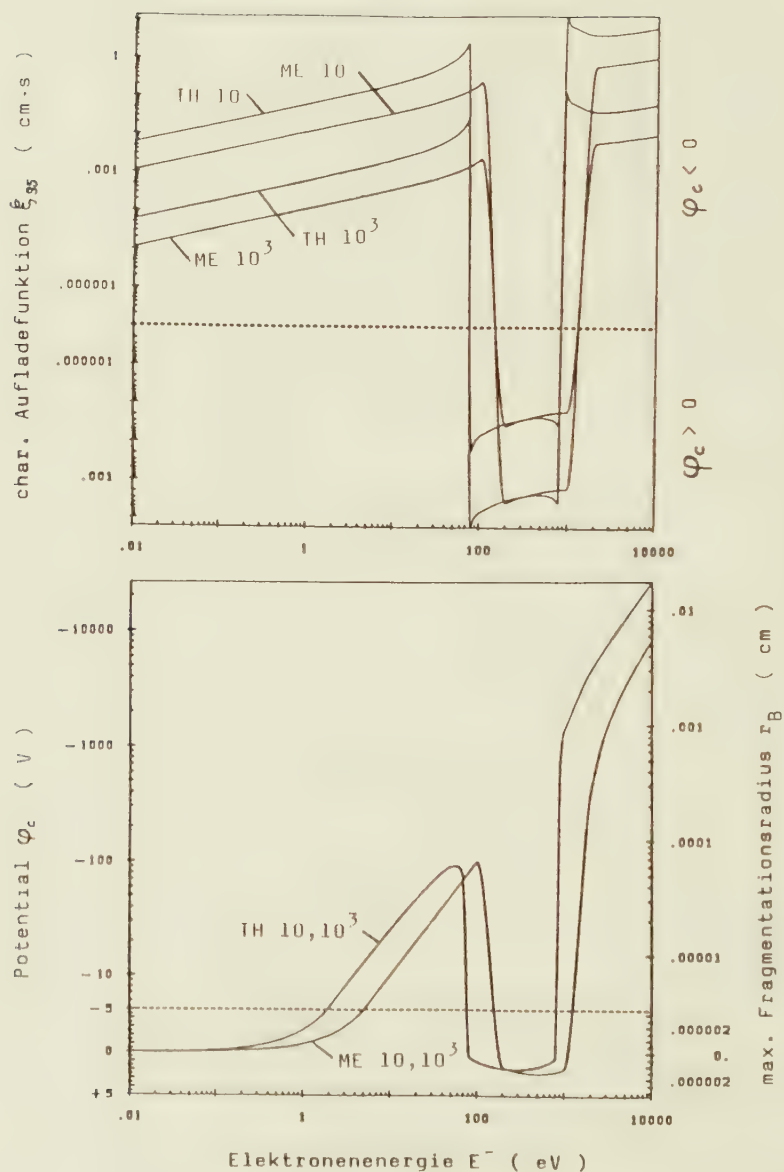


Abb. 64 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme : TH+SEE/TH, ME+SEE/ME (Standardparameter)
 Variationsparameter: Elektronendichte N^-
 ($N^- = 10; 10^3 \text{ cm}^{-3}$)

genau wie beim Photostrom verhindert der Energieausbeute-Faktor $\tilde{\beta}$ der Sekundärelektronen die Ausbildung hoher positiver Gleichgewichtspotentiale. Da die Plasmadichte N^- als multiplikativer Faktor im Gesamtstrom auftritt, sind die φ_c -Kurven dichte-entartet, die ξ_{95} -Kurven dagegen skalieren proportional N^- . Mit Ausnahme der schmalen Sprungstellen von ξ_{95} beim Vorzeichenwechsel von φ_c ist ξ_{95} wie beim Plasmaladungsstrom allein (vgl. Kapitel I.4.1) proportional zu $\sqrt{E^-}$ ($\propto 1/\sqrt{E^-}$ im Bereich der SEE-Strom-Dominanz). Der Grund für die ξ_{95} -Spitzen kurz "vor" und kurz "nach" dem φ_c -Vorzeichenwechsel wurde bereits in Kapitel I.4 erwähnt. Im Vergleich beider Plasmamodelle TH und ME (vgl. Abb. 64) sieht man eine Versetzung des Bereichs positiver φ_c -Werte; während im ME-Plasma der höchste positive φ_c -Wert bei der Elektronenenergie $E^- \approx 500$ eV liegt (dies entspricht auch der Erwartung bei $E_{p \max} = 500$ eV als zu $\delta_{\max}$ gehöriger Primärelektronenenergie), ist er im TH-Plasma bei $E^- \approx 250$ eV; das Maximum in der Maxwell-Verteilung der Elektronen mit einer mittleren thermischen Energie $E^- = 250$ eV befindet sich bei 500 eV und stimmt genau mit $E_{p \max}$ überein. Der SEE-Strom ist also für $E^- \approx E_{p \max}$ im ME-Plasma und für $E^- \approx 1/2 \cdot E_{p \max}$ im TH-Plasma am größten. Die Vorzeichenwechsel von φ_c sind beim 1/3- bzw. 3-fachen dieser Werte und liegen nahe bei den Elektronenenergien, für die die SEE-Ausbeute $\delta = 1$ wird.

Abb. 65 demonstriert die Auswirkung der Variation von $\delta_{\max}$ ($\delta_{\max} = 0,5; 1; 1,25; 1,5; 3; 5; 10$): erst bei $\delta_{\max} > 1$ (genauer $\delta_{\max} > 1,2$ in thermischem Plasma) wird der SEE-Strom stark genug, um einen Vorzeichenwechsel von φ_c zu bewirken (bei entsprechender Elektronenenergie). Mit zunehmendem $\delta_{\max}$ verbreitert sich der Bereich positiver φ_c -Werte (die Lage des Maximums von φ_c bleibt unverändert bei $E^- = 250$ eV). Die ξ_{95} -Werte

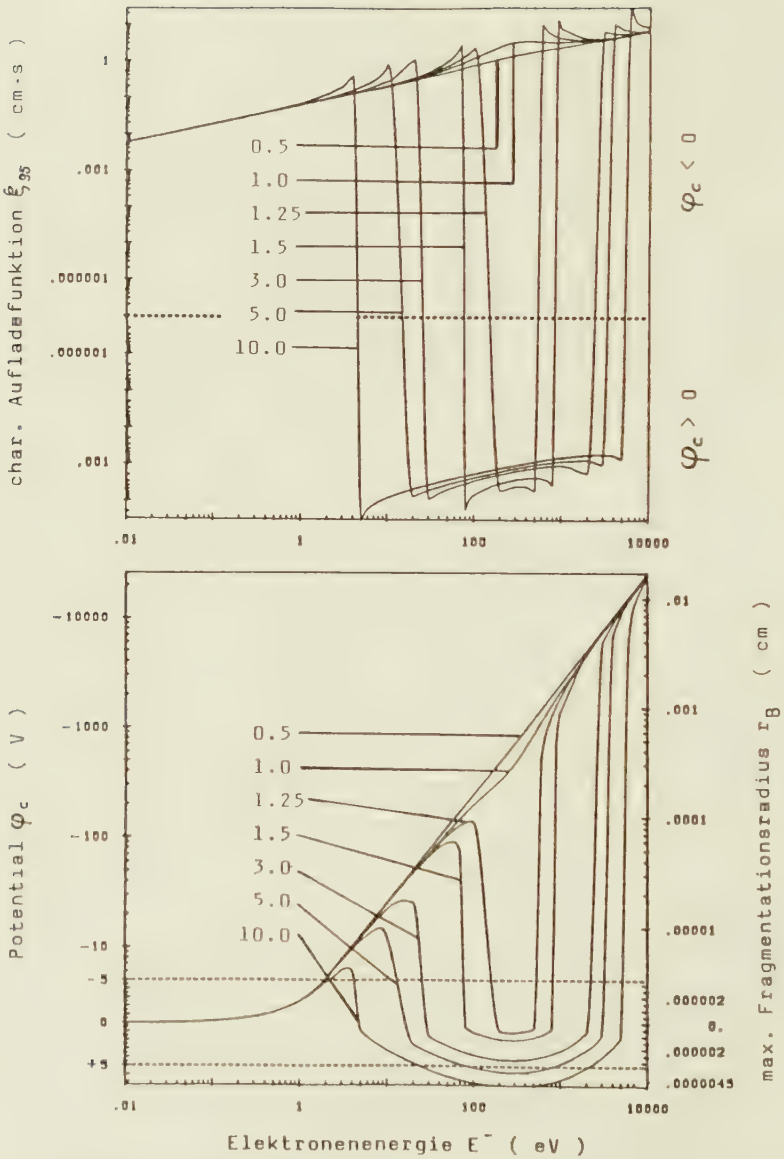


Abb. 65 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme: TH+SEE/TH (Standardparameter)
 Variationsparameter: maximale Elektronenausbeute $\delta_{\max}$
 ($\delta_{\max} = 0,5; 1,0; 1,25; 1,5; 3,0; 5,0; 10,0$)

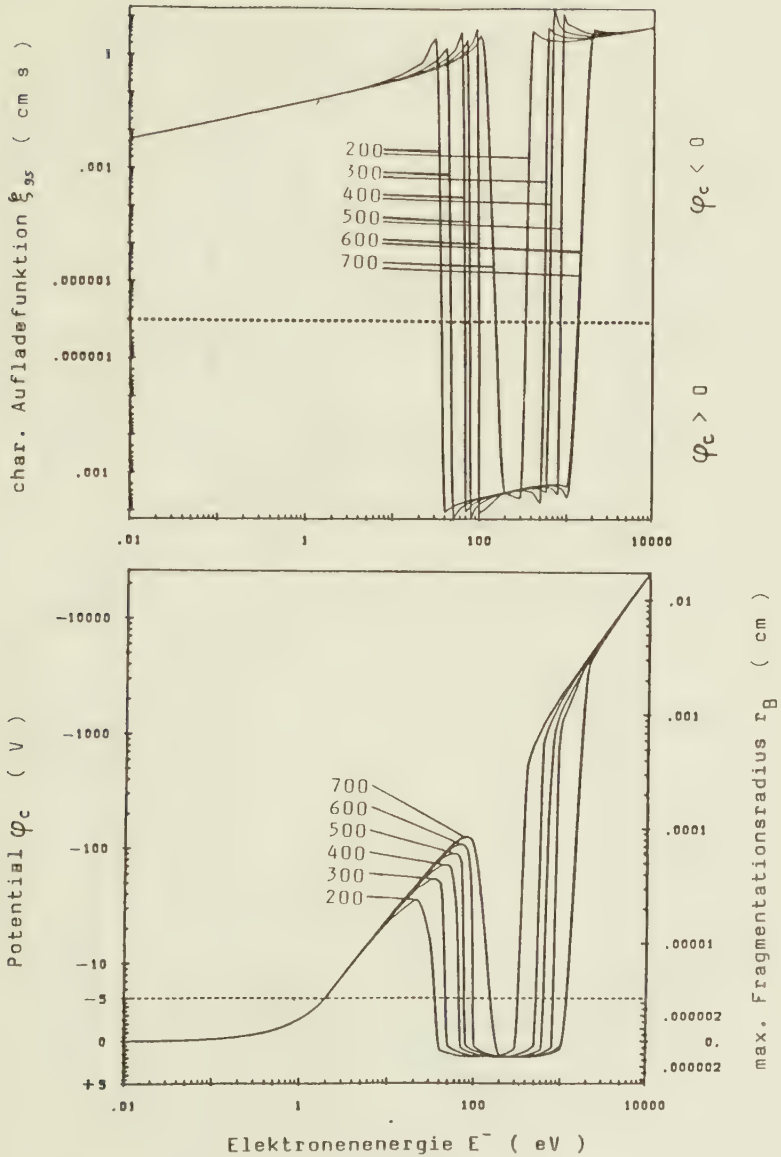


Abb. 66

Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion

Teilströme : TH+SEE/TH (Standardparameter)

Variationsparameter: zu $\delta_{\max}$ gehörige Elektronenenergie $E_{p \max}$
 $(E_{p \max} = 200; 300; 400; 500; 600; 700 \text{ eV})$

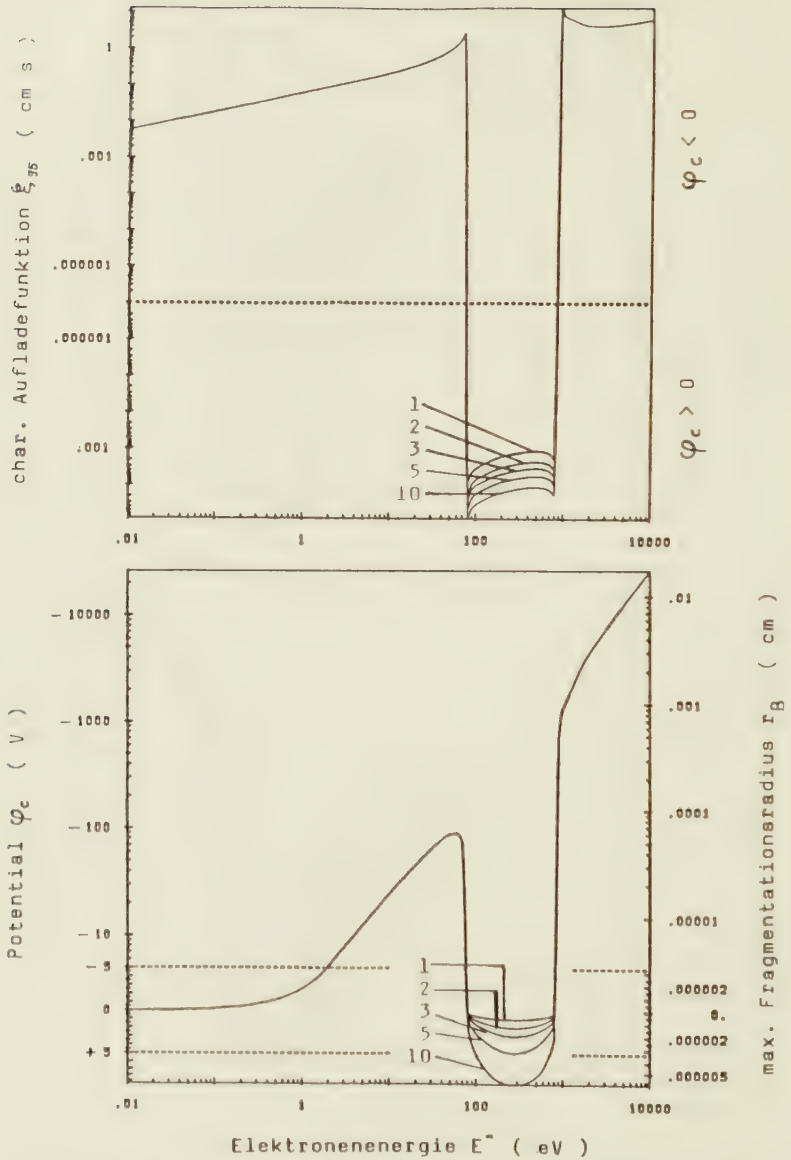


Abb. 67 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 Teilströme : TH+SEE/TH (Standardparameter)
 Variationsparameter: Sekundärelektronenenergie $E_{s \max}$
 ($E_{s \max} = 1; 2; 3; 5; 10$ eV)

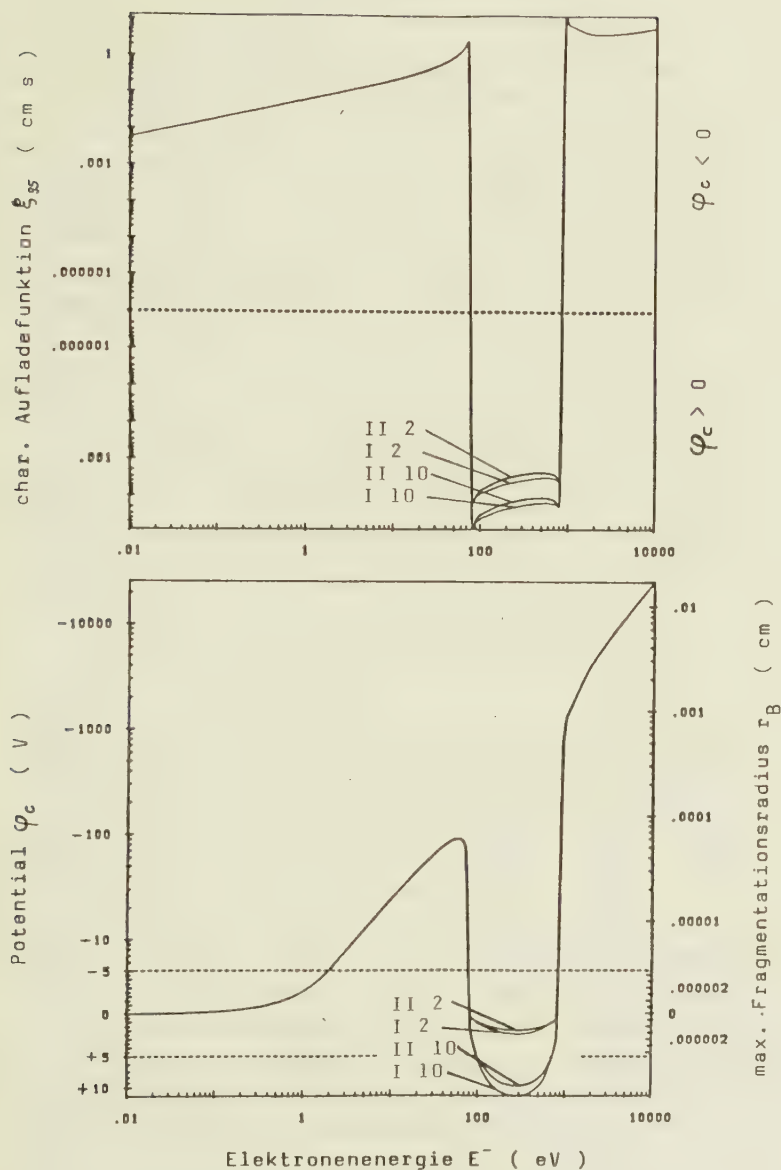


Abb. 68

Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion

Teilströme : IH+SEE/IH (Standardparameter)

Variationsparameter: Energieverteilung V_{SEE} , Sekundärelektronenenergie $E_{s \max}$

($V_{SEE} = I; II, E_{s \max} = 2; 10$ eV)

verringern sich trotz steigendem φ_c (> 0), da der positive Gesamtstrom sehr hoch wird.

b.) Die zu $\delta_{\max}$ gehörige Primärelektronenenergie $E_{p \max}$
(vgl. Abb. 66)

Die Variation von $E_{p \max}$ verschiebt den Kurvenverlauf von φ_c und ξ_{95} längs der Plasmaenergieachse (gemäß der Maximumüberlegung im Punkt a. dieses Kapitels), ohne die prinzipielle Form zu verändern.

c.) Energieverteilung V_{SEE} und wahrscheinlichste Energie der Sekundärelektronen $E_{s \max}$ (vgl. Abb. 67, 68)

Bezüglich der Variation von $E_{s \max}$ ($E_{s \max} = 1, 2, 3, 5, 10$ eV) und V_{SEE} ($V_{SEE} = I \hat{=} \text{Maxwell}$, $V_{SEE} = II \hat{=} \text{Grard}$) gilt das in Punkt b. des Kapitels I.4.2 zu den entsprechenden Photostromparametern Geschriebene analog.

I.5. Zusammenschaltung der Teilströme

In Abb. 69, 70 kann man die Konsequenzen der sukzessiven Zusammenschaltung der Teilströme des Plasmas, der Photo- und Sekundärelektronenemission verfolgen; Abb. 69 zeigt die Ergebnisse bei thermischem Plasma TH, Abb. 70 die bei monoenergetischem Plasma ME. Die Parameter der Teilströme sind die der Standardeinstellung.

Die Kurven (TH, TH+PH, TH+SEE/TH bzw. ME, ME+PH, ME+SEE/ME) wurden im Detail in den Kapiteln I.4.1, I.4.2 und I.4.3 besprochen. Die Überlagerungskurven aller 3 Teilströme lassen sich durch Vergleich mit den anderen 3 Kurven wie folgt verstehen:

bei Elektronenenergien $E^- < 20$ eV dominiert der Photostrom, das Gleichgewichtspotential φ_c ist positiv. Nach einem kleinen Übergangsbereich $20 \text{ eV} < E^- < 80 \text{ eV}$ bestimmt der Sekundärelektronenemissionsstrom den

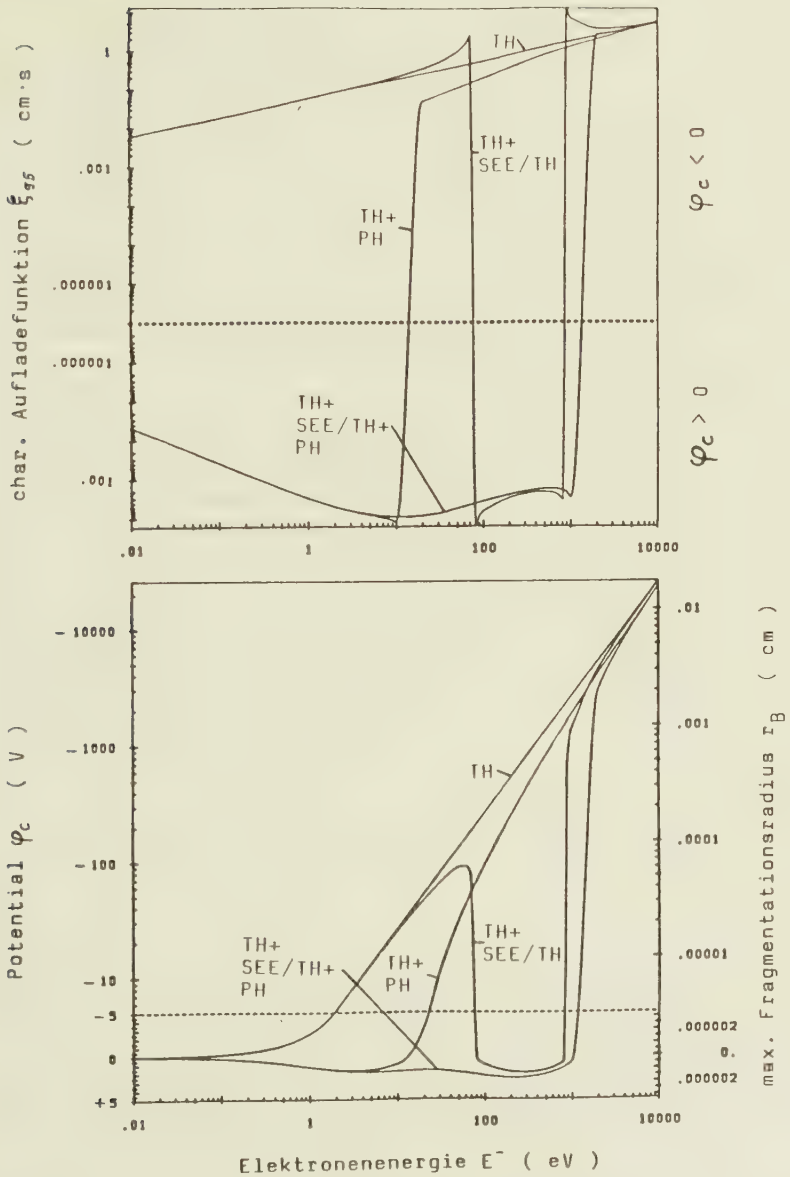


Abb. 69 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
Zusammenschaltung der Teilströme TH, SEE/TH und PH
(Standardparameter)

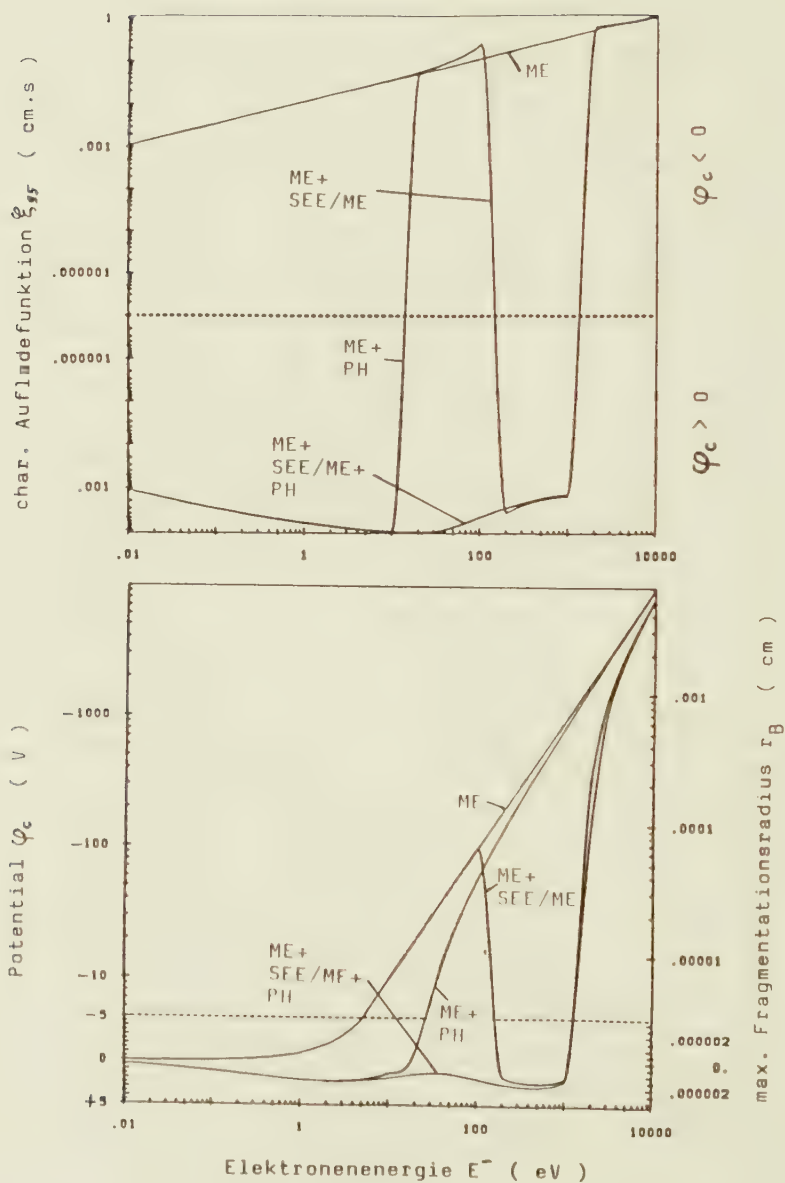


Abb. 70 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
Zusammenschaltung der Teilströme ME, SEE/ME und PH
(Standardparameter)

φ_c -Wert - eine nurmehr geringe Potentialerhöhung bringt der Photostrom ein - für Elektronenenergien $80 \text{ eV} \leq E^- < 1000 \text{ eV}$. Bei Elektronenenergien E^- über 2000 eV überwiegt der Ladungsstrom der Plasmaelektronen und läßt das Gleichgewichtspotential φ_c zu stark negativen Werten abfallen. Die Gleichgewichtspotentiale zwischen Photostrom- und Sekundärelektronenemissionsstrom dominierten Bereich sind positiv, obgleich sich bei Abschaltung eines der beiden Teilströme ein Gebiet mit negativem φ_c ergibt. Offenbar erreichen beide Teilströme als Summe eine größere Stärke als der negative Elektronenstrom, wodurch sich ein positives φ_c einstellen kann. Bei niedrigerer Photostromkonstante Γ treten in diesem Übergangsbereich negative φ_c -Werte (vgl. Abb. 73, 74) auf.

Der Verlauf der charakteristischen Aufladefunktion läßt sich ganz analog zum φ_c -Verlauf verstehen. Die Spitzen in den ξ_{95} -Kurven an der Begrenzung des oben angesprochenen Übergangsbereichs treten in der Kurve aller Teilströme nicht mehr auf, da das Gleichgewichtspotential φ_c keinen Vorzeichenwechsel macht.

I.6. Gleichgewichtspotential und charakteristische Aufladefunktion von Graphit und Silikat

In den Abb. 71, 72 sind die Ergebnisse der numerischen Rechnungen zum Gleichgewichtspotential φ_c und zur charakteristischen Aufladefunktion ξ_{95} von Graphitteilchen dargestellt; Abb. 71 zeigt die Verhältnisse im ruhenden thermischen Plasma, Abb. 72 die im monoenergetischen Plasma. Die Variationsparameter der Kurven sind die Elektronenplasmadichte N^- und die Photostromkonstante Γ . Die Ergebnisse für Silikatteilchen sind in den Abb. 73, 74 enthalten (Abb. 73 $\hat{=}$ ruhendes thermisches

Tabelle 13 Parameter der numerischen Rechnungen zum Gleichgewichtspotential und zur charakteristischen Aufladefunktion von Graphit und Silikat

Parameter	Einheit	Elektronen	Ionen
$N^{\pm}$	cm^{-3}	1 - 1000	1 - 1000
$\tilde{N}$	----	1	1
$\tilde{E}$	----	1	1
$m^{\pm}$	m_p	1/1836	20
$E_{\text{max}}^{\pm}$	eV	10^6	10^6
δ_{max}	----	0,5 1,5	0,5 Graphit 0,5 Silikat
$E_{p \text{ max}}$	eV	500 500	5000 Graphit 5000 Silikat
V_{SEE}	----	II=Grard,	II=Grard
$F_{s \text{ max}}$	eV	2	2
Γ	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$2,5 \cdot 10^9 - 2,5 \cdot 10^{11}$ $2,0 \cdot 10^9 - 2,0 \cdot 10^{11}$	Graphit Silikat
V_{PH}	----	II=Grard	
E_{OPH}	eV	2	

Elektronen (-) und Ionen (+) einfach geladen

m_p = Protonenmasse, $\epsilon = 1$ = Dielektrizitätszahl,

$\alpha^{\pm} = 1$ = Sticking Efficiency

Plasma, Abb. 74 $\hat{=}$ monoenergetisches Plasma). In Tab. 13 sind die Parameterwerte zu den Rechnungen aufgelistet. Die Zuordnung der Kurvenindizes zu den Parameterpaaren N^- und Γ entnehme man Tab. 14.

Auffälligstes Merkmal der φ_c -Plots ist die "Entartung" der Kurven nach dem Kurvenparameterverhältnis Γ/N^- ; für ein bestimmtes Material und Plasmamodell ist der Verlauf $\varphi_c(E^-)$ aller Parametersets (Γ , N^-) mit gleichem Verhältnis Γ/N^- identisch, die zugehörigen ξ_{95} -Kurven dagegen sind nach N^- skaliert. Dies läßt sich aus der Darstellung des Gesamtstromes J_{ges} verstehen: nach Ausklammerung der Elektronenplasmadichte N^- aus J_{ges} geht bei der Nullstellenbestimmung in (G.4) oder (G.11) das Verhältnis Γ/N^- , nicht mehr jedoch N^- ein, für ξ_{95} wirkt sich der multiplikative Faktor N^- in J_{ges} als linearer Skalierungsparameter aus.

Aus den Kurven der Abb. 71 - 74 lassen sich folgende Faustregeln für die dominierenden Kurvenparameter ablesen (gültig im Plasmaenergiebereich 10^{-2} - 10^4 eV):

- Bei Γ/N^- -Verhältnissen kleiner als $3 \cdot 10^{+7}$ cm/s (φ_c -Kurven 1 + 2, Kurve 2 bei $E^- > 10^{-1}$ eV) spielt der Photoeffekt keine Rolle für den Verlauf von φ_c und ξ_{95} . Erniedrigung von Γ/N^- unter dem der Kurve 1 entsprechenden Wert bringt keine "sichtbare" Absenkung der Gleichgewichtspotentiale φ_c mehr.
- Die Sekundärelektronenemission SEE beeinflusst nur für $\delta_{max} > 1,2$ und Elektronenenergien E^- um $E_{p, max}$ ($50 \text{ eV} < E^- < 2000 \text{ eV}$) den φ_c - und ξ_{95} -Verlauf, wenn Γ/N^- kleiner als $3 \cdot 10^9$ cm/s ist.

Die Kurven 1 und 2 für das Gleichgewichtspotential φ_c werden bei Silikat bestimmt durch den Plasma- und Sekundärelektronenstrom, bei Graphit allein durch den Plasmastrom; die Kurven 3 und 4 zeigen bei Silikat die Einflüsse aller 3 Teilströme (Plasma, SEE-Strom, Photostrom), bei Graphit die der Teilströme des Plasmas und

der Photoelektronen. Die Kurven 5 und 6 werden im betrachteten Energiebereich E^- dominiert vom Photostrom.

Für Gleichgewichtspotential (und charakteristische Aufladefunktion) von Graphitteilchen ist die Sekundärelektronenemission ohne Bedeutung, bei Silikatteilchen spielt sie nur in einem abgrenzbaren Elektronenenergiebereich eine Rolle ($50 \text{ eV} < E^- < 2000 \text{ eV}$).

Der detaillierte Verlauf der einzelnen Kurven in Abb. 71 - 74 kann mittels der Parameterdiskussion der Kapitel 1.4.1 bis 1.4.3 verstanden werden und soll an dieser Stelle nicht mehr wiederholt werden; es seien nur mehr wenige Aspekte hervorgehoben.

Der Einfluß des Plasmamodells (TH oder ME) zeigt sich bei niedrigen Elektronenenergien ($E^- < 1 \text{ eV}$) am besten. Das monoenergetische Plasma ME liefert deutlich positivere Gleichgewichtspotentiale φ_c als das ruhende thermische Plasma; der Grund hierfür ist der sehr unterschiedliche Verlauf des Debye-Abschirmfaktors des TH-Plasmas und des effektiven Querschnittfaktors des ME-Plasmas in Abhängigkeit vom Potential φ (vgl. Abb. 21).

Die φ_c -Kurven 1 - 4 werden ab Elektronenenergien über 4000 eV dominiert vom Plasmastrom (die Kurven 5 und 6 noch vom Photostrom). Bei kleinen Kugelradien der Staubeilchen (Größenordnung μm) führt der Elektronenstromverlust infolge der Durchdringung der Plasmaelektronen durch die Staubpartikel zu einer deutlichen Veränderung des φ_c -Verlaufs, insbesondere der Kurven mit negativem Gleichgewichtspotential (vgl. Abb. 54); die Gleichgewichtspotentiale einer φ_c -Kurve spalten in diesem Energiebereich nach Teilchenradien auf.

Die Fragmentation größerer Fluffy-Teilchen setzt große Oberflächenpotentiale voraus. So ist bei Fluffy-Teilchen mit $10 \mu\text{m}$ Radius und einer Bruchlast $\sigma_B = 10^3 \text{ dyn/cm}^2$ ein Oberflächenpotential φ über 100 V für die Fragmentation nötig. Die Abb. 71 - 74 zeigen, daß bei Elektronen-

Tabelle 14 Erklärung der Kurven-Indizes in den Abb. 71-74

$\Gamma (\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$	1	10	10^2	10^3	$N^- (\text{cm}^{-3})$
$\times 10^9$	4 / XII	3 / XI	2 / X	1 / I	
$\times 10^{10}$	5 / VI	4 / VII	3 / VIII	2 / IX	
$\times 10^{11}$	6 / II	5 / III	4 / IV	3 / V	

$$\chi_{\text{Graphit}} = 2,5; \quad \chi_{\text{Silikat}} = 2,0$$

φ_c = arabische Zahlen

ξ_{ss} = römische Zahlen

energien $E^- < 1000$ eV nurmehr Graphitpartikel bei Γ/N^- -Verhältnissen unter ca. $2 \cdot 10^9$ cm/s derartige (negative) Potentiale erreichen. Fragmentation durch positive Aufladung ist für solche Teilchenradien ausgeschlossen; sie wird erst bei Teilchenradien um $1 \mu\text{m}$ ($\vec{G}_B = 10^3 \text{ dyn/cm}^2$) zu berücksichtigen sein. Dann werden auch Silikatpartikel zerkleinert.

Die Gleichgewichtspotentiale für Graphit- und Silikatteilchen sind unter gleichen Plasmabedingungen infolge des unterschiedlichen Photo- und Sekundärelektronenstromes unter Umständen sehr verschieden. Die Photostromkonstanten unterscheiden sich um knapp eine Größenordnung, die maximale Sekundärelektronenausbeute um den Faktor 3. Dies kann Potentialdifferenzen von mehreren 100 V zwischen "benachbarten" Graphit- und Silikatteilchen zur Folge haben (vgl. Kurve 3 für Graphit und Kurve 4 für Silikat). Wenn die ladungsabschirmende Wirkung des umgebenden Plasmas nicht ausreicht, treten benachbarte unterschiedlich geladene Staubteilchen miteinander in elektrostatische Wechselwirkung, was bei entgegengesetzter Aufladung zur gegenseitigen Anziehung der Staubpartikel aus Graphit und Silikat führt (möglicherweise mit Fragmentation durch Kollision als Folgeerscheinung).

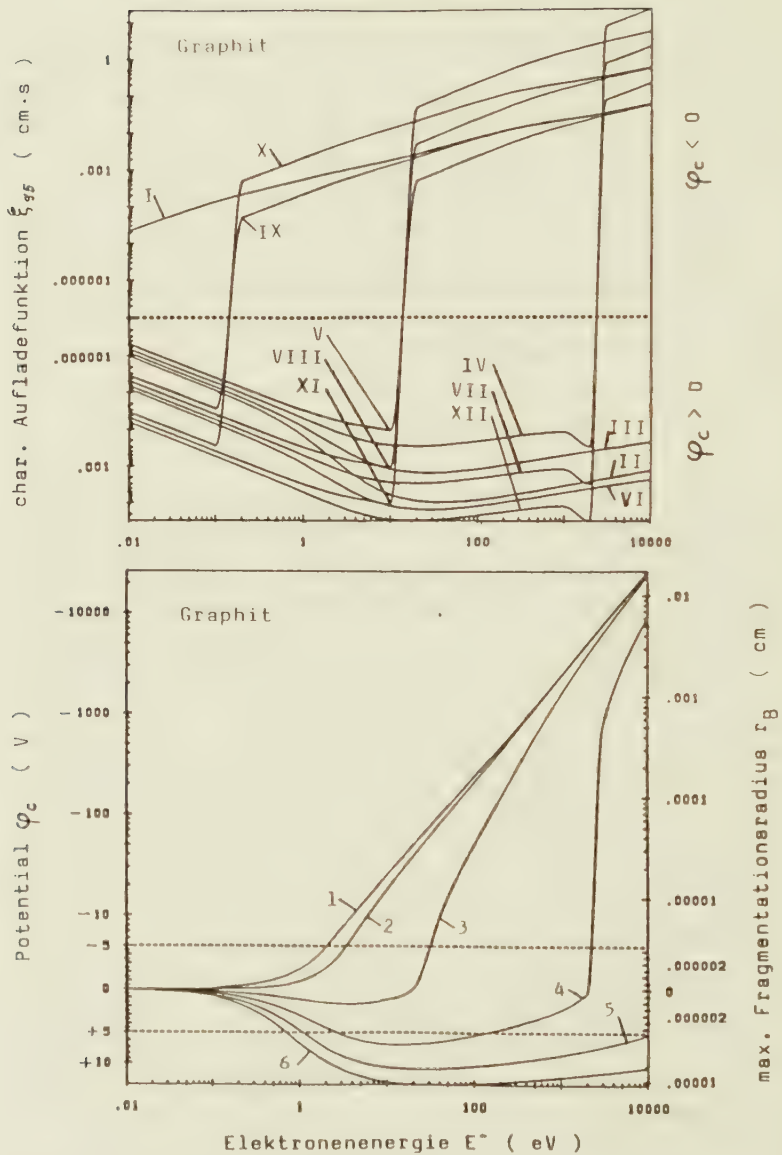


Abb. 71 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 kugelförmiger Graphitteilchen
 Teilströme : TH+SEE/TH+PH (vgl. Tab. 13)
 Variationsparameter: Elektronendichte N^- , Photostrom
 konstante Γ (vgl. Tab. 14)

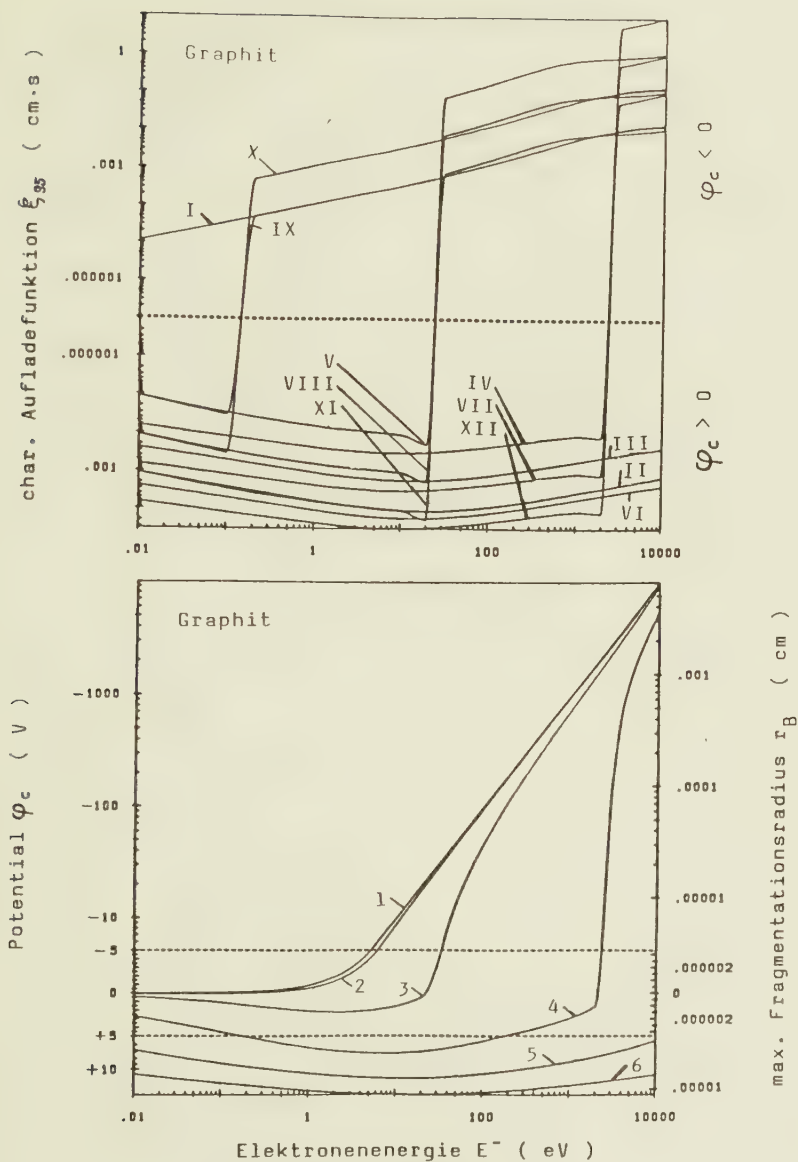


Abb. 72 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 kugelförmiger Graphitteilchen
 Teilströme : ME+SEE/ME+PH (vgl. Tab. 13)
 Variationsparameter: Elektronendichte N^- , Photostrom-
 konstante Γ (vgl. Tab. 14)

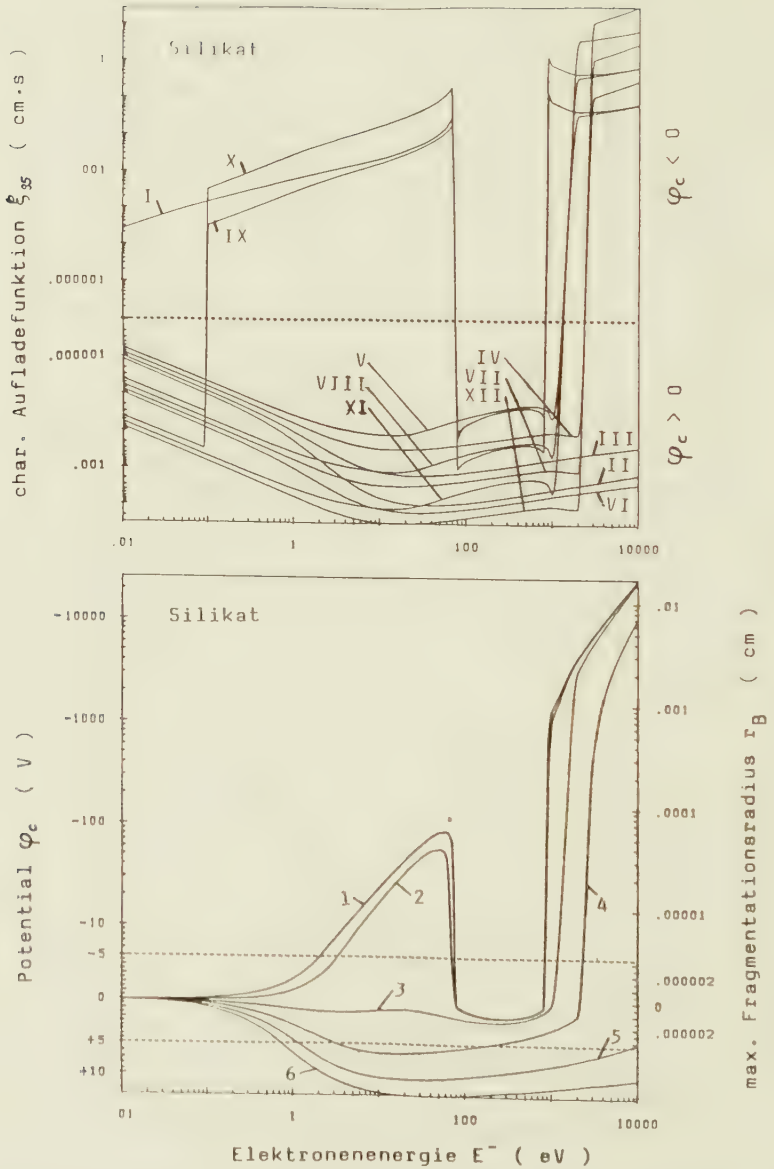


Abb. 73 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 kugelförmiger Silikatteilchen
 Teilströme : TH+SEE/TH+PH (vgl. Tab. 13)
 Variationsparameter: Elektronendichte N^- , Photostrom-
 konstante Γ (vgl. Tab. 14)

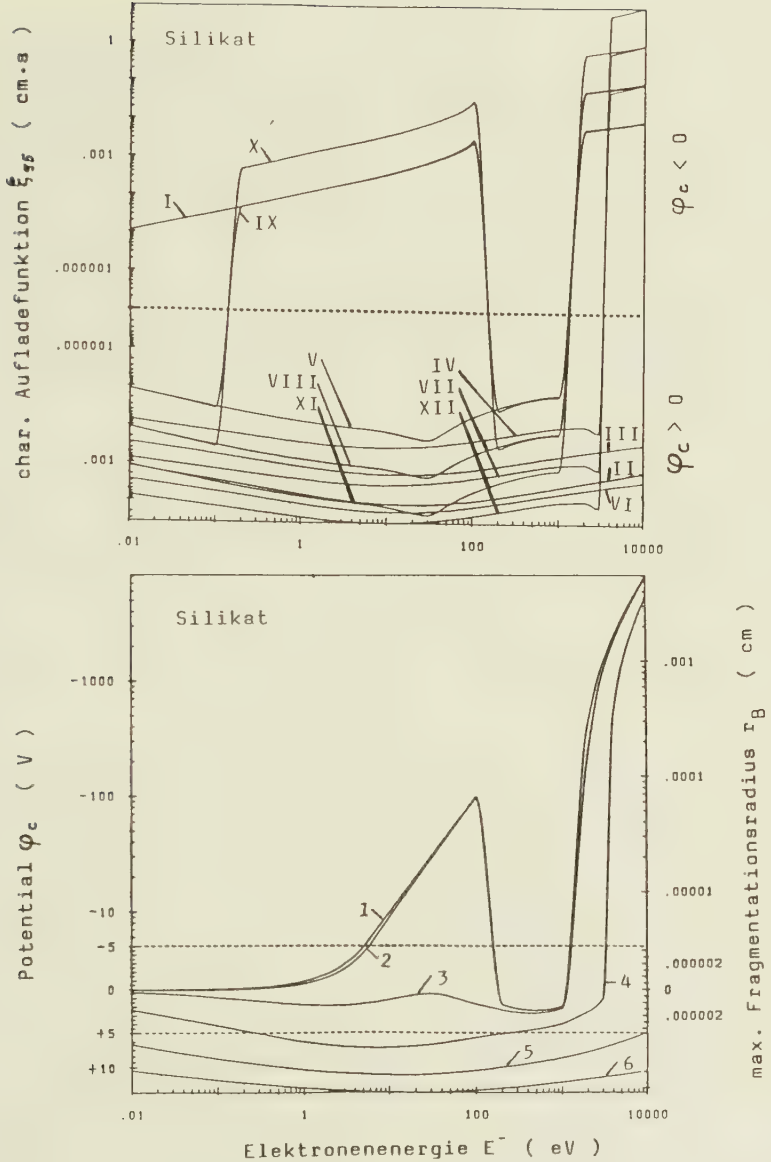


Abb. 74 Gleichgewichtspotential und char. Aufladefunktion
 kugelförmiger Silikatteilchen
 Teilströme : ME+SEE/ME+PH (vgl. Tab. 13)
 Variationsparameter: Elektronendichte N^- , Photostrom-
 konstante Γ (vgl. Tab. 14)

K. Fragmentation von Fluffy-Kugeln aus Graphit und Silikat im interplanetaren, kometen- und erdnahen Raum

Als Anwendung der bisher eher theoretischen Überlegungen soll die Fragmentationsmöglichkeit kugelförmiger Fluffy-Teilchen aus Graphit und Silikat im interplanetaren Raum, in Kometenkoma und Schweif sowie in der Erdmagnetosphäre untersucht werden. Ein geladenes Teilchen mit Radius r , Bruchlast σ_B und Dielektrizitätszahl ϵ fragmentiert infolge der Coulomb-Abstoßung, wenn für das Oberflächenpotential (gemessen im Vakuum) gilt:

$$(K.1) \quad |\varphi_c| \geq |\varphi_B| = r \sqrt{\frac{2\epsilon}{\epsilon_0} \sigma_B} \quad ;$$

φ_c gibt das unter den gegebenen Plasma- und Strahlungsverhältnissen erreichbare Gleichgewichtspotential an, φ_B das zu r und $\epsilon\sigma_B$ gehörige kritische Potential für die Fragmentation (vgl. (B.21)). Die Fragmentationszeit t_f , definiert als Aufladungszeit vom Potentialwert 0 bis φ_B , errechnet sich nach

$$(K.2) \quad t_f = \int_0^{\varphi_B} \frac{4\pi\epsilon_0 r d\varphi}{J_{ges}(\varphi)} \quad .$$

$J_{ges}(\varphi)$ bezeichnet den wirksamen Gesamtladungsstrom des Teilchens und enthält den Plasmaladungsstrom, den Photoemissionsstrom und den Sekundärelektronenemissionsstrom. Die realen Plasmaverhältnisse werden durch die beiden Grenzfälle ruhendes thermisches Plasma TH und monoenergetischer Plasmastrahl ME approximiert; dabei sind u.U. gemischte Plasmen zu behandeln wie z.B. für die Rechnungen zum interplanetaren Raum, in denen das Elektronenplasma als ruhend thermisch (TH), das Ionenplasma als monoenergetisch (ME) angesetzt wird. Als Entscheidungskriterium dient dabei der Vergleich von mittlerer thermischer Geschwindigkeit $\bar{v}$ (vgl. (D.24.a)) und Driftgeschwindigkeit v_0 des Plasmas; überwiegt die Driftgeschwindigkeit v_0 einer Plasmakomponente deutlich, so wird sie im ME-Modell

beschrieben, andernfalls im TH-Modell.

Zusätzlich wird die Plasmastromreduzierung infolge der Durchdringung hochenergetischer Plasmateilchen durch die Staubpartikel in die Rechnungen einbezogen; mit den in Kapitel D.3 vorgestellten Zusammenhängen zwischen Projektilenergie und Reichweite im Absorbermaterial (für Elektron nach (D.30) und für Ionen nach (D.38)) werden in Abhängigkeit vom Radius der Staubeilchen die Durchdringungsenergien $E_{\max}$ ermittelt (bei sehr kleinen Teilchenradien ($r < 1 \mu\text{m}$) wird angenommen, daß beide Formeln noch einigermaßen gut die Meßkurven approximieren).

Über die in den Computerrechnungen verwendeten Materialkonstanten zum Photoeffekt und zur Sekundärelektronenemission an Graphit und Silikat informiert Tab. 15. Sämtliche Fragmentationszeiten t_f sind auf $\epsilon = 1$ reduziert (ϵ = Dielektrizitätszahl des Materials). Die erhaltenen

Tabelle 15 Parameter der Sekundär- und Photoelektronenemission bei Graphit und Silikat

Parameter	Einheit	Graphit		Silikat	
$\delta_{\max}$	---	0,5	0,5	1,5	0,5
$E_{p \max}$	eV	500	5000	500	5000
V_{SEE}	---	II	II	II	II
$E_{s \max}$	eV	2	2	2	2
Γ	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$2,5 \cdot 10^9$		$2,0 \cdot 10^{10}$	
V_{PH}	---	II		II	
E_{OPH}	eV	2		2	
		Elektronen		Elektronen	
		Ionen		Ionen	

numerischen Ergebnisse werden in 2 zusammengehörigen Plots dargestellt, dem Potentialplot und dem Fragmentationszeitplot. Als Abszissenwerte beider Plots fungieren die Staubeilchenradien r , die einen Bereich von $0,1 \mu\text{m}$ bis 1 cm überdecken; jeder Tick auf der Abszissenachse symbolisiert einen Stützpunkt der Computerrechnungen (vgl. Kapitel I.1). Der Potentialplot enthält die Kurven des kritischen Potentials φ_B ($\epsilon \sigma_B = 10^3, 10^4, 10^5, 10^6 \text{ dyn/cm}^2$) und die Kurven des Gleichgewichtspotentials φ_c (erkenntlich an ihrem über einen weiten Radiusbereich waagerechten Verlauf). Je nach aufzutragendem Wertebereich werden lineare, logarithmische oder gemischt linear-logarithmische Ordinatenachsen gezeichnet.

Der Fragmentationszeitplot hat eine logarithmisch unterteilte Ordinatenachse, die die Fragmentationszeit t_f angibt. Die Fragmentationszeit bei positivem Gleichgewichtspotential φ_c wird nach oben aufgetragen, die bei negativem nach unten. Der Verlauf der t_f -Kurven zwischen den Stützpunkten der numerischen Rechnungen wird durch die Interpolationsroutine FITCRV der Erlanger Grafik-Software [55] errechnet. Der in jeder Fragmentationszeitkurve auftretende asymptotische Anstieg nach unendlich ist damit in den Plots nicht reproduzierbar; bei

$$|\varphi_c(\tilde{r})| = |\varphi_B(\tilde{r})|$$

gilt nämlich

$$t_f(\tilde{r}) \rightarrow \infty \quad (\text{vgl. (G.5)}).$$

Der Anstieg erfolgt zwischen 2 Ticks der Abszissenachse unmittelbar vor dem Absinken der t_f -Kurve nach 0. Aus Rechenkostengründen wird auf die genaue numerische Erfassung dieser Besonderheit der t_f -Kurven verzichtet. Als Maßstab für die Schnelligkeit des Fragmentationsprozesses kann man die Werte außerhalb dieses extremen Anstiegsbereichs heranziehen.

Der horizontale Verlauf der meisten t_f -Kurven in einem großen Bereich des Teilchenradius r ist real und findet seine Erklärung in der Tatsache, daß in diesem Kurvenbereich gilt:

$$\begin{aligned} \text{(K.3.a)} \quad & \left| \frac{\varphi_B}{\varphi_c} \right| \ll 1 \\ \text{und} \\ \text{(K.3.b)} \quad & \left| \frac{E_{\max}}{E^2} \right| \gg 1 . \end{aligned}$$

Der Gesamtstrom $J_{\text{ges}}(\varphi)$ kann dann (in den hier betrachteten Anwendungsfällen) bei Potentialwerten $|\varphi|$ kleiner $|\varphi_B|$ als nahezu φ -unabhängig und wegen (K.3.b) proportional zum Quadrat des Teilchenradius r angenommen werden:

$$J_{\text{ges}} \propto \pi r^2 .$$

Das kritische Potential φ_B für die Fragmentation ist radiusabhängig:

$$\varphi_B \propto r .$$

Für die Aufladezeit t_f findet man durch Einsetzen der Proportionalitätszusammenhänge in (G.16):

$$t_f = \frac{1}{r} \xi(0, \varphi_B) \propto \frac{\pi r^2}{r} \int_0^{\varphi_B} \frac{d\varphi}{J_{\text{ges}}} \propto \frac{r}{r} .$$

D.h. bei Gültigkeit der Bedingungen (K.3.a, b) ist die Fragmentationszeit unabhängig vom Teilchenradius r des Staubkorns.

K.1. Interplanetarer Raum

Abb. 75 zeigt die numerischen Ergebnisse zur Fragmentationsmöglichkeit von Graphitteilchen im interplanetaren Raum, Abb. 76 die entsprechenden von Silikatteilchen. Der Sonnenwind wird bei 1 AU Sonnenabstand durch 3 Parametersätze (normal = Normalbedingungen, high = starke Sonnenwindaktivität, low = geringe Sonnenwindaktivität,

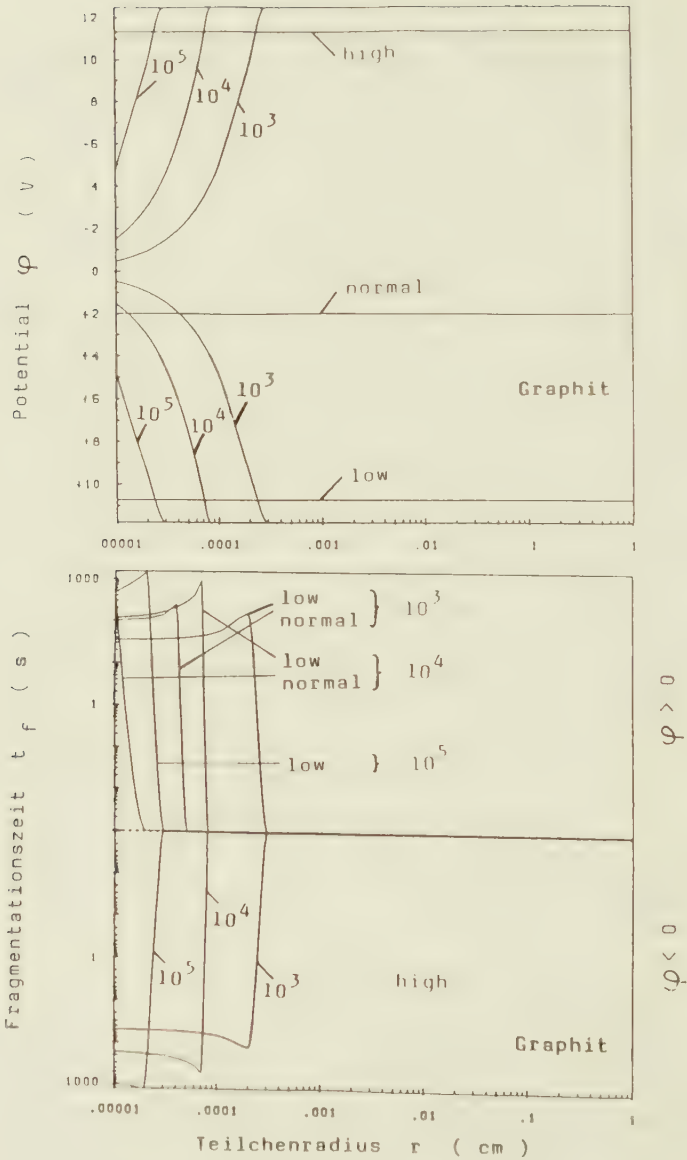


Abb. 75 Kritisches, Gleichgewichtspotential und Fragmentationszeit kugelförmiger Graphitteilchen im interplanetaren Plasma bei 1 AU Sonnenabstand

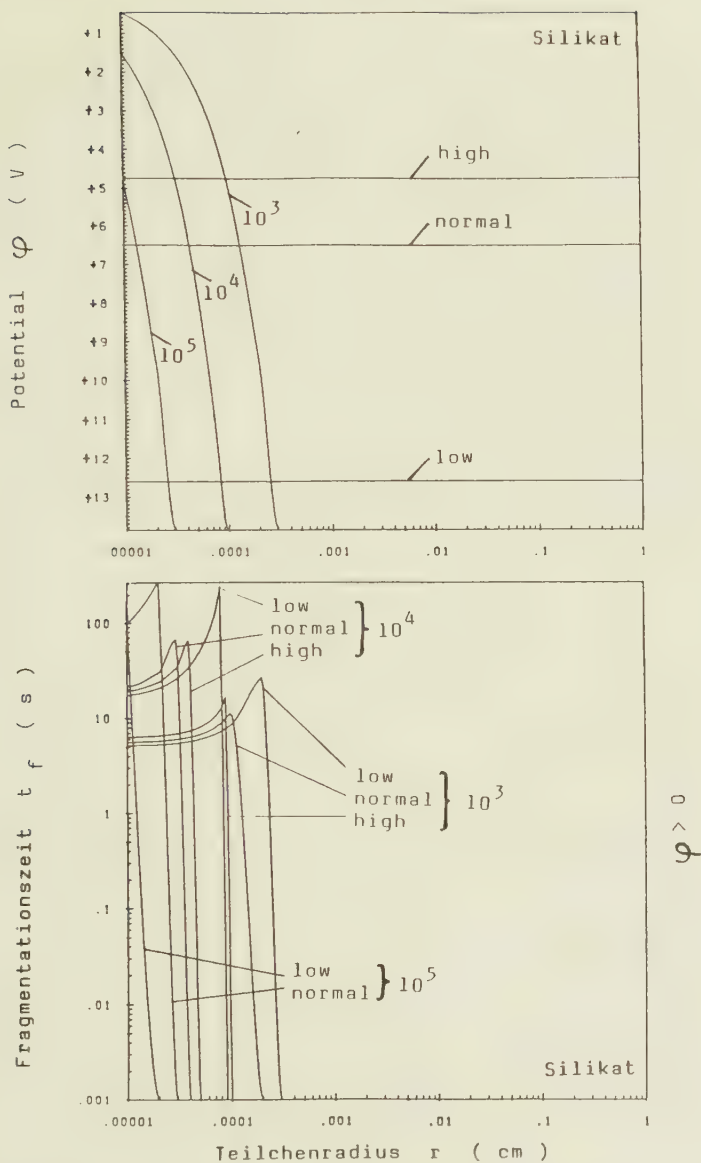


Abb. 76 Kritisches, Gleichgewichtspotential und Fragmentationszeit kugelförmiger Silikatteilchen im interplanetaren Plasma bei 1 AU Sonnenabstand

vgl. [19]) simuliert. Die jeweiligen Plasmaparameter sind in Tab. 16 aufgeführt. Das Elektronenplasma wird wegen

$$\bar{v} \text{ (Elektronen)} \gg v_0 \text{ (Elektronen)}$$

als thermisch ruhend angesetzt, das Ionenplasma (Protonen, α -Teilchen) wegen

$$\bar{v} \text{ (Ionen)} \ll v_0 \text{ (Ionen)}$$

als monoenergetisch ($\bar{v}$ = mittlere thermische Geschwindigkeit, v_0 = Driftgeschwindigkeit).

Die Berechnungen des Gleichgewichtspotentials φ_c weisen für Silikat und Graphit positive Potentiale aus mit Ausnahme von Graphitteilchen bei starker Sonnenwindaktivität (high). Hier verursacht der durch den Dichte- und Energieanstieg den Photostrom überwiegende Plasmaelektronenstrom negative Potentiale von rund - 11 V. In allen

Tabelle 16 Parameter des Sonnenwindes bei 1 AU Sonnenabstand

Teilchen	N (cm ⁻³)	E (eV)	Plasma	Sonnenwind
Elektronen	9	9	TH	} normal
Protonen	6	840	ME	
α -Teilchen	0,05	3300	ME	
Elektronen	20	18	TH	} high
Protonen	1	3000	ME	
α -Teilchen	0,05	3300	ME	
Elektronen	1	8	TH	} low
Protonen	20	470	ME	
α -Teilchen	0,05	3300	ME	

$$\alpha_{\text{gel. Teilchen}} = 1$$

$$\rho_{\text{Staub}} = 1 \text{ g/cm}^3$$

$$\epsilon = 1, \quad \omega = 1,5$$

anderen Fällen führt der dominierende Photostrom zu positiven Gleichgewichtspotentialen φ_c , wobei wegen der höheren Photostromkonstante Γ Silikatpartikel positiver geladen sind als Graphitteilchen. Der Einfluß der Sekundärelektronenemission ist bei beiden Materialien wegen der geringen Plasmaenergie vernachlässigbar. Die Grensradien r_f für die Fragmentation bewegen sich zwischen 0,5 und 2,5 μm bei Graphit und 1 und 3 μm bei Silikat ($\epsilon\mathcal{E}_B = 10^3 \text{ dyn/cm}^2$). D.h. alle Teilchen mit Radien unter der r_f -Grenze können fragmentieren. Die Aufladezeiten t_f bis zur Fragmentation (der asymptotische Anstieg ist ausgeklammert) belaufen sich bei Silikat auf 5 bis 100 s, bei Graphit als Folge des niedrigeren Photostromes auf 40 bis 500 s.

K.2. Kometenkoma und Schweif

Die Rechnungen zur Fragmentationsmöglichkeit von Graphit- und Silikatpartikel in der Kometenkoma werden in den Abb. 77 a - c (Graphit), 78 a - c (Silikat) und 79 separat für die Regionen interplanetarer Raum mit normalem Sonnenwind (Abb. 77 a, 78 a), Bow Shock (Abb. 77 b, 78 b), äußere Koma (Abb. 77 c, 78 c) und innere Koma (Abb. 79) bildlich dargestellt. Die Unterteilung ist eher als energetisch, denn örtlich motiviert zu nennen (die ungefähren Entfernungsverhältnisse vom Kometenkern entnehme man Abb. 80). Tab. 17 gibt die Plasmamaparameter der jeweiligen Kometenregion wieder; sie gehen zurück auf Angaben von W.-H. Ip [56], W.-H. Ip und W.I. Axford [57] sowie M.K. Wallis [58], M.K. Wallis und R.S.B. Ong [59] und sind bei M.K. Wallis und M.H.A. Hassan [60] zusammengestellt. Der Sonnenabstand beträgt 1 AU.

Die Verhältnisse im interplanetaren Raum erlauben nur die Fragmentation ($\epsilon\mathcal{E}_B = 10^3 \text{ dyn/cm}^2$) von Silikatteilchen unter 2 μm (Abb. 78 a) und Graphitteilchen unter 0,5 μm

Tabelle 17 Plasmaparameter in Kometenkoma und Schweif (1 AU Sonnenabstand)

Region	Teilchen	$N \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$E \text{ (eV)}$	Plasma	Abbildung/Kurve
interplanetarer Raum	Elektronen	9	9	TH	Abb. 77a, 78a
	Protonen	6	840	ME	
	α -Teilchen	0,05	3300	ME	
Bow-Shock	Elektronen	30	50	TH	Abb. 77b, 78b
	Protonen	30	200	ME	
äußere Koma	Elektronen	50	25	TH	Abb. 77c, 78c
	Ionen	50	25	TH	
innere Koma	Elektronen	1000	0,1	TH	Abb. 79
	Ionen	1000	0,1	TH	
Schweifansatz	Elektronen	500	50	TH	Kurve 50 in Abb. 81,82
	Ionen	500	50	TH	
	Elektronen	500	500	TH	Kurve 500 in Abb. 81,82
	Ionen	500	500	TH	
	Elektronen	500	5000	TH	Kurve 5000 in Abb. 81,82
	Ionen	500	5000	TH	

$$q_{\text{Ionen}} = |e|, m_{\text{Ionen}} = 20 \cdot m_p, \alpha_{\text{gel. Teilchen}} = 1,$$

$$\rho_{\text{Staub}} = 1 \text{ g/cm}^3, \varepsilon = 1, \omega = 1,5$$

Radius (Abb. 77 a). Im heißeren und dichteren thermischen Plasma der Bow-Shock-Region laden sich Graphitteilchen (Abb. 77 b) bis $- 57$ V Oberflächenpotential auf, was einer Fragmentationsgrenze r_f von $15 \mu\text{m}$ entspricht. Silikatmaterial behält in dieser Region wegen des hohen Photo- und merklichen Sekundärelektronenstromes sein positives Oberflächenpotential ($\varphi_c \approx + 3,7$ V) bei (vgl. Abb. 78 b), entsprechend niedrig ist die Fragmentationsgrenze ($r_f \approx 0,8 \mu\text{m}$).

Der weitere Dichteanstieg in der äußeren Koma ist verbunden mit einer Abkühlung des thermischen Plasmas; dies führt zu einem weniger negativen Potential (vgl. Abb. 77 c) bei Graphitteilchen ($\varphi_c \approx - 39$ V $\Rightarrow r_f \approx 9 \mu\text{m}$). Silikatteilchen (vgl. Abb. 78 c) unterliegen keinem spürbaren SEE-Strom mehr. Trotzdem reicht der im Vergleich zum Photostrom angestiegene Elektronenplasmastrom noch nicht zur Ausbildung eines negativen Oberflächenpotentials aus ($\varphi_c \approx + 2,7$ V $\Rightarrow r_f \approx 0,6 \mu\text{m}$). Die Fragmentationszeiten bewegen sich im Bereich 10 bis 600 s.

In der inneren Koma (vgl. Abb. 79) ist die Plasmadichte so groß, daß von beiden Materialien negative Oberflächenpotentiale angenommen werden; jedoch ist die Plasmaenergie zu gering, um das Gleichgewichtspotential φ_c soweit zu erniedrigen, daß selbst die kleinsten und fragilsten Staubpartikel ($r = 0,1 \mu\text{m}$, $\epsilon \mathcal{E}_B = 10^3 \text{ dyn/cm}^2$) zerbrechen können. Die Größenverteilung der Staubkörner sollte in dieser Region durch elektrostatische Fragmentation nicht verändert werden.

Die Modellüberlegungen zu den Plasmaverhältnissen im Kometenschweif sind noch nicht soweit fortgeschritten wie die zur Kometenkoma. Allerdings zeigen magnetohydrodynamische Rechnungen von H.K. Schmidt und R. Wegmann [23], daß Plasmen mit thermischen Energien von einigen 100 eV und Dichten von 1000 cm^{-3} und mehr im Schweif zu erwarten sind. H. Alven [61] hat darauf hingewiesen, daß auf Grund der Analogie des Plasmaschweifs bei Kometen zu dem

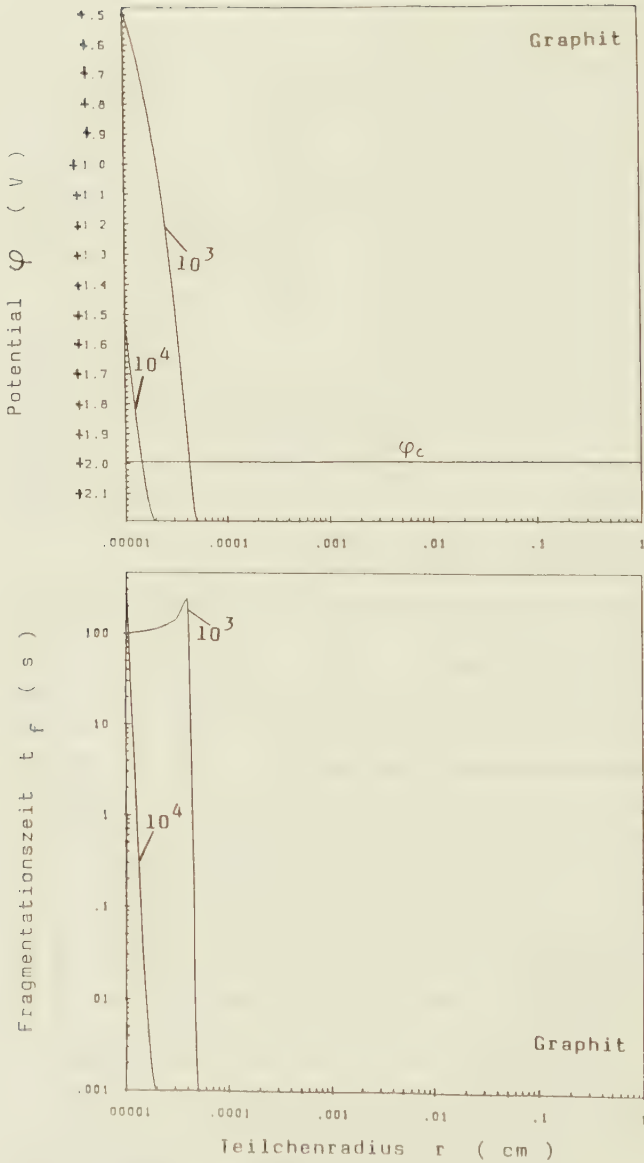


Abb. 77a Kritisches, Gleichgewichtspotential und Fragmentationszeit kugelförmiger Graphitteilchen in Kometennähe (1 AU Sonnenabstand)
 Region : interplanetarer Raum vor Bow-Shock (vgl. Abb. 80)

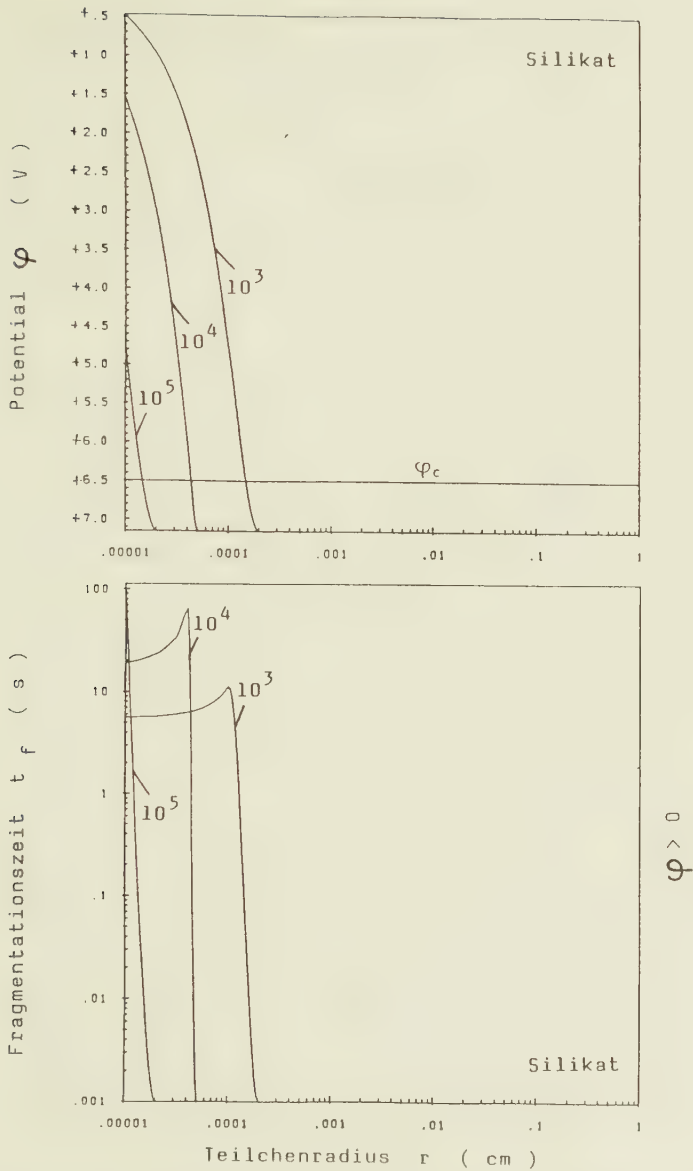


Abb. 78a Kritisches, Gleichgewichtspotential und Fragmentationszeit kugelförmiger Silikatteilchen in Kometennähe (1 AU Sonnenabstand)
 Region : interplanetarer Raum vor Bow-Shock (vgl. Abb. 80)

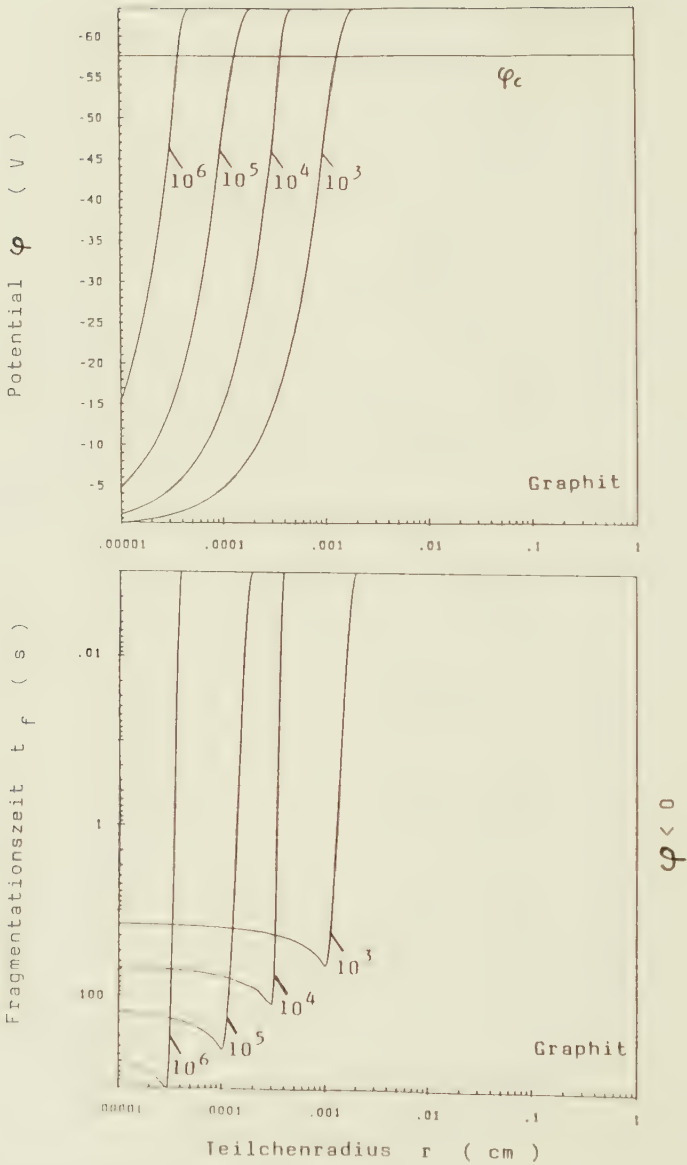


Abb. 77b Kritisches, Gleichgewichtspotential und Fragmentationszeit kugelförmiger Graphitteilchen in der Kometenkoma (1 AU Sonnenabstand)
Region : Bow-Shock (vgl. Abb. 80)

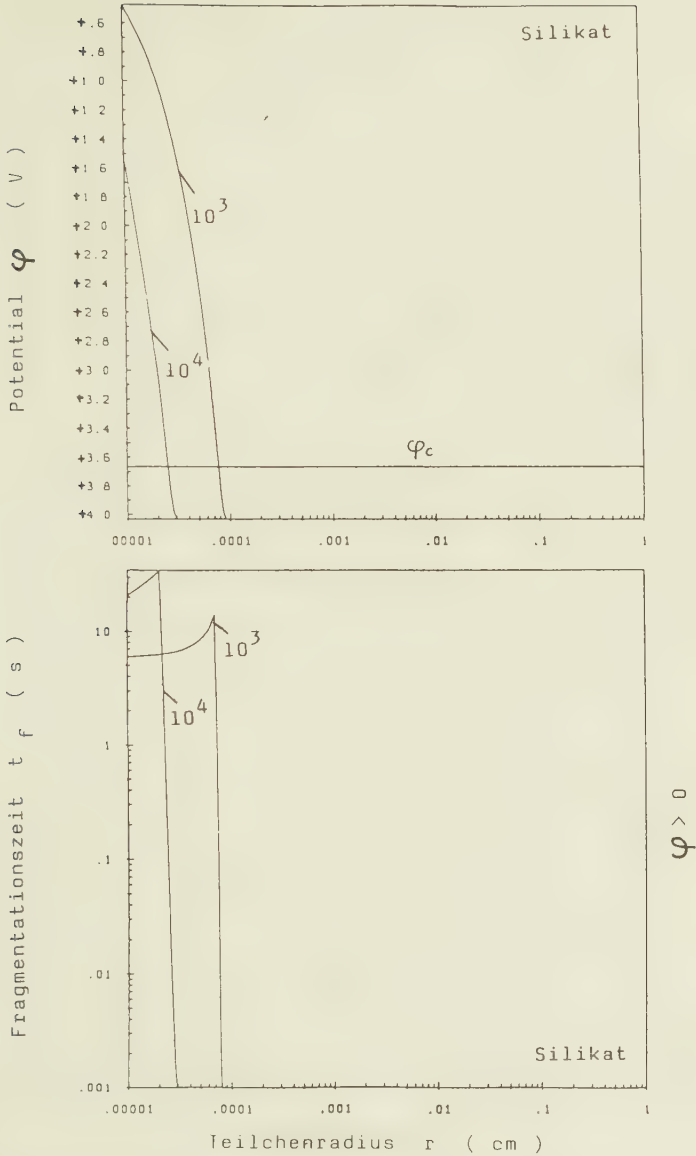


Abb. 78b Kritisches, Gleichgewichtspotential und Fragmentationszeit kugelförmiger Silikatteilchen in der Kometenkoma (1 AU Sonnenabstand)
 Region : Bow-Shock (vgl. Abb. 80)

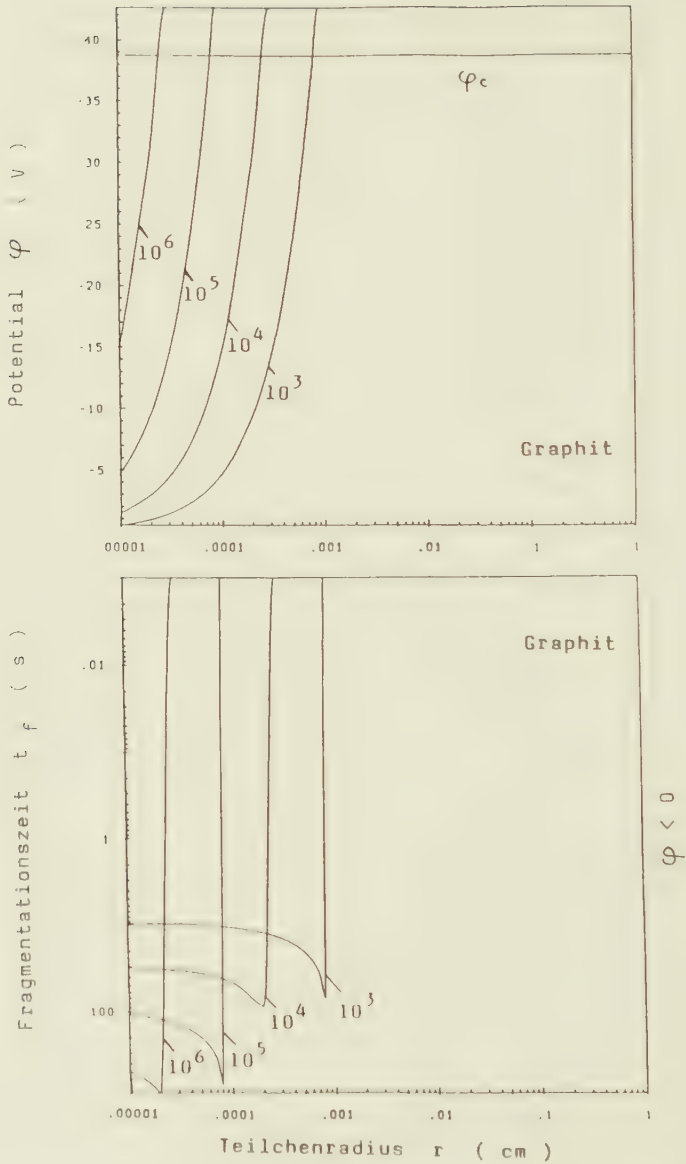


Abb. 77c Kritisches, Gleichgewichtspotential und Fragmentationszeit kugelförmiger Graphitteilchen in der Kometenkoma (1 AU Sonnenabstand)
Region : äußere Koma (vgl. Abb. 80)

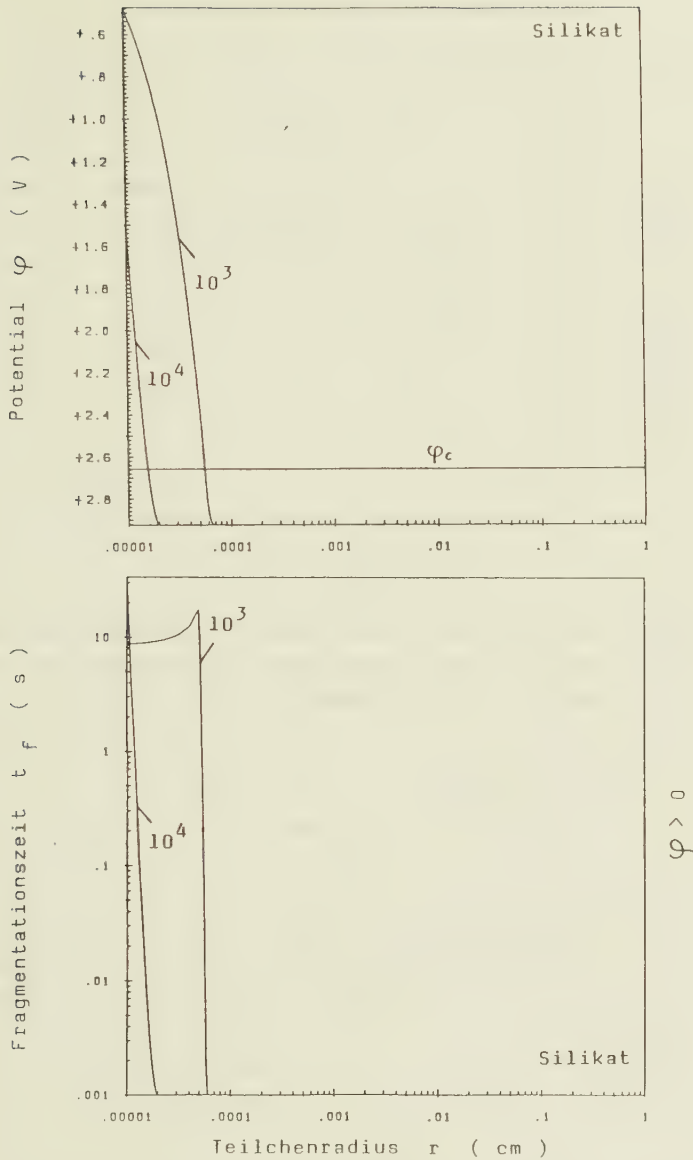


Abb. 78c Kritisches, Gleichgewichtspotential und Fragmentationszeit kugelförmiger Silikatteilchen in der Kometenkoma (1 AU Sonnenabstand)
Region : äußere Koma (vgl. Abb. 80)

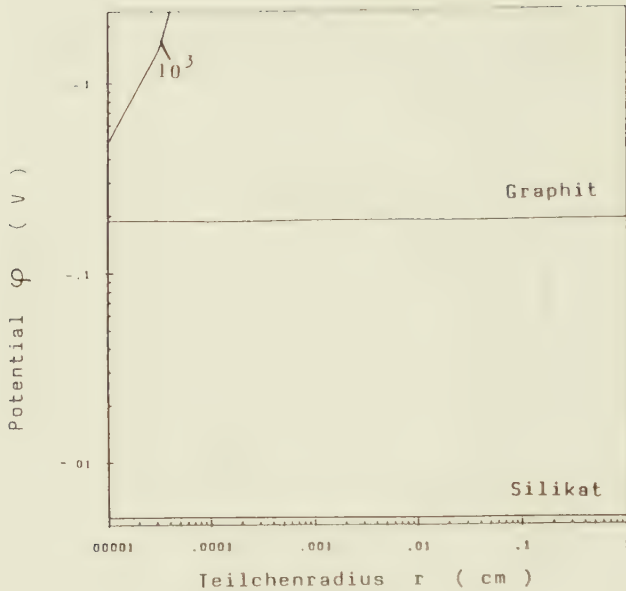


Abb. 79 Kritisches und Gleichgewichtspotential kugelförmiger Graphit- und Silikatteilchen in der inneren Kometenkoma (1 AU Sonnenabstand)

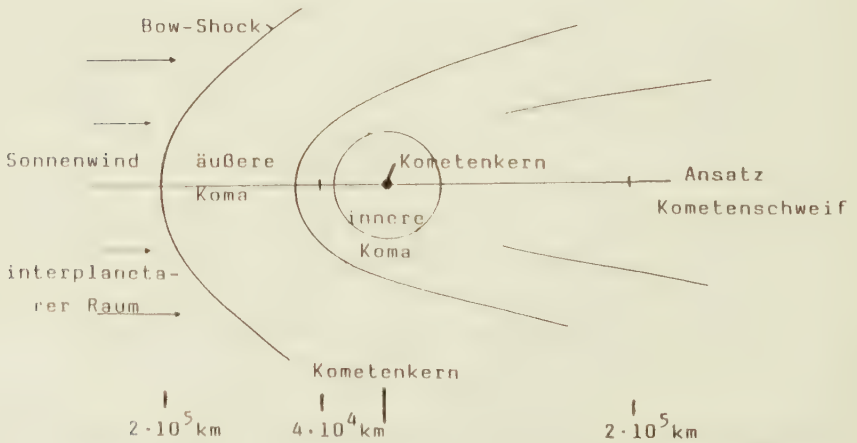


Abb. 80 Schematischer Überblick über die Kometenkoma

der Erde auch sog. Substorms auftreten können, die kurzfristig und örtlich begrenzt sehr hochenergetische Plasmen ($E^- > 1 \text{ keV}$) erzeugen können.

In den Rechnungen zur Fragmentation von Staubpartikel im Kometenschweif wird deswegen bei fester Plasmadichte die Elektronenenergie variiert (vgl. Tab. 16, Sonnenabstand 1 AU). Graphitteilchen (Abb. 81) zeigen unter diesen Verhältnissen sehr hohe negative Gleichgewichtspotentiale. Demzufolge können auch größere Staubpartikel ($r_f \approx 0,4 \text{ cm}$) elektrostatisch zerkleinert werden. Am Verlauf der 5000 eV-Kurve erkennt man bei Radien unter $1 \mu\text{m}$ deutlich den Einfluß der Staubkorndurchdringung der Plasmaelektronen, der eine Verringerung des negativen Ladungsstroms bedingt. Silikatteilchen (Abb. 82) unterliegen im Gegensatz zu Graphit-Partikel einem merklichen Sekundärelektronenstrom. Durch ihn werden die Gleichgewichtspotentiale bei 50 eV und besonders bei 500 eV Plasmaenergie massiv beeinflusst. Silikatteilchen im 500-eV-Plasma sind positiv aufgeladen ($\varphi_c \approx +2 \text{ V}$). Der Fragmentationsmechanismus wird folglich in Plasmen zwischen 100 und 1000 eV (vgl. I.6) bei Silikatpartikeln nur wenig effektiv sein. Dies gilt auch für sehr kleine Staubkörner ($r < 0,3 \mu\text{m}$) in sehr heißen Plasmen (5000 eV). Photo- und Sekundärelektronenstrom zusammen überwiegen bei diesen Teilchenradien nämlich den wegen der Staubkorndurchdringung der Elektronen reduzierten negativen Ladungsstrom. Es tritt also der Fall ein, daß Teilchen aus dem gleichen Material (Silikat), aber mit verschiedenen Radien unter gleichen Plasmabedingungen entgegengesetzte Gesamtladungen tragen. Bei ungenügender Abschirmung dieser Ladungen durch das Plasma werden somit Teilchenkollisionen infolge der elektrostatischen Anziehung unvermeidlich sein.

An dieser Stelle sei auf die im Kapitel A beschriebenen Striae-Erscheinungen im Staubschweif mancher Kometen

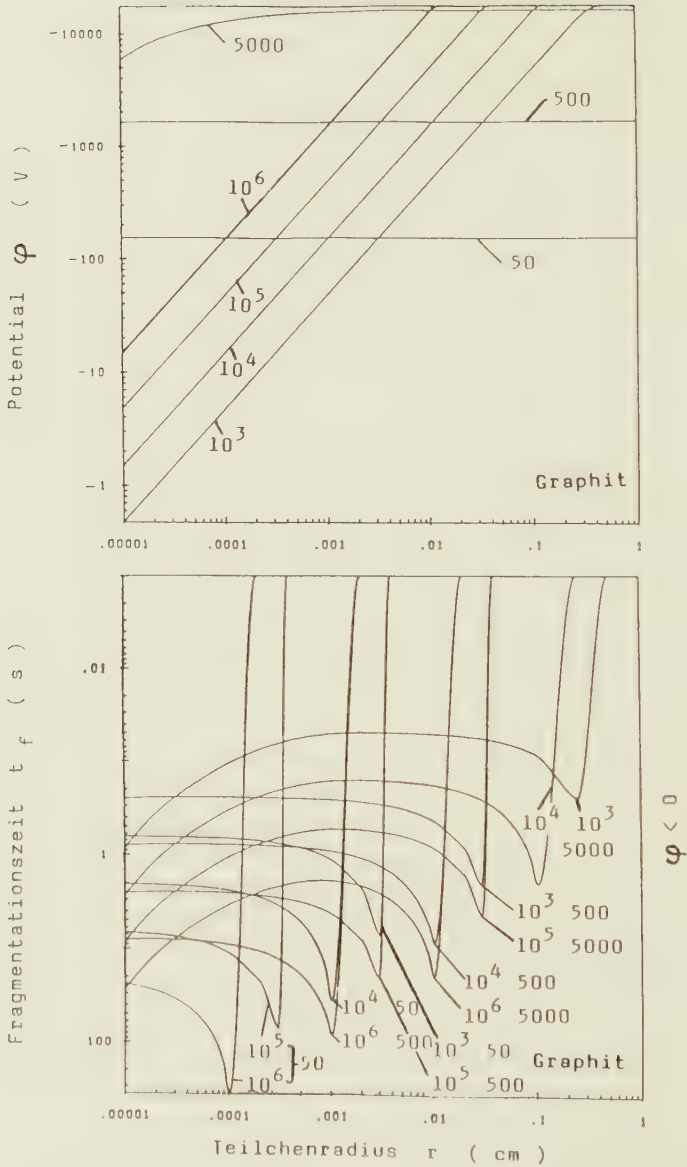


Abb. 81 Kritisches, Gleichgewichtspotential und Fragmentationszeit kugelförmiger Graphitteilchen im Kometenschweif (1 AU Sonnenabstand)

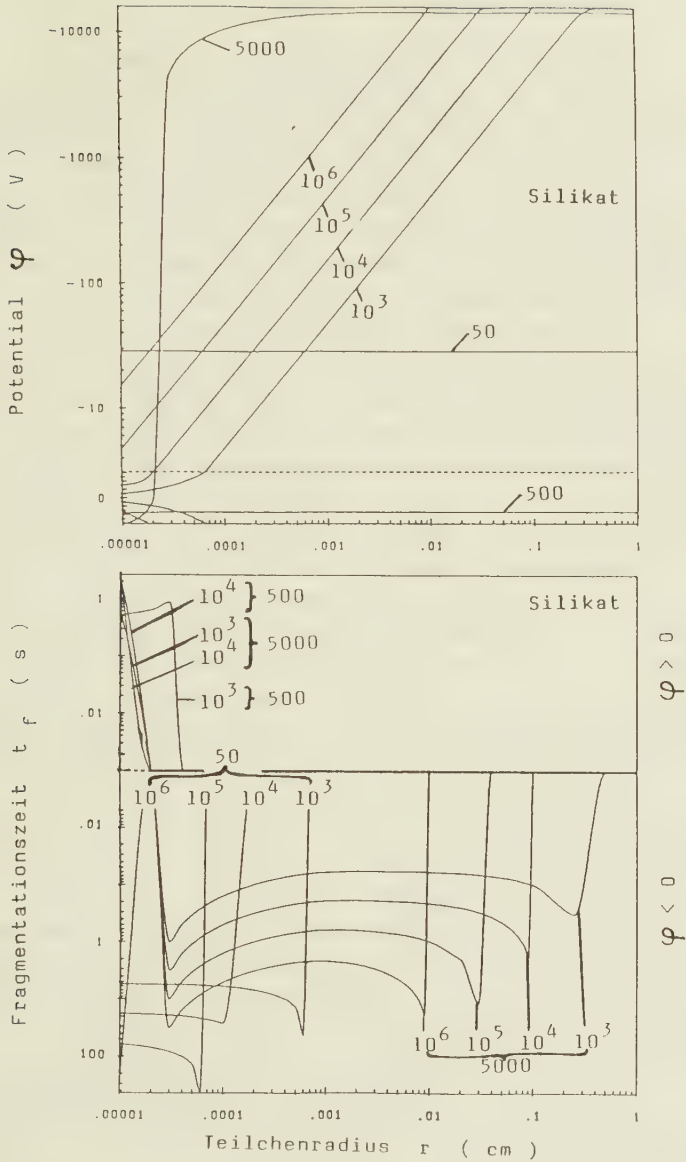


Abb. 82 Kritisches, Gleichgewichtspotential und Fragmentationszeit kugelförmiger Silikatteilchen im Kometenschweif (1 AU Sonnenabstand)

hingewiesen, deren Existenz nicht durch erhöhte Staubproduktion des Kometenkerns erklärt werden kann. Rechnungen zur Bewegung der Striae-Teilchen im Kometenschweif führen T. Akabane [7] sowie Z. Sekanina und J.A. Farrell [5] zu dem Schluß, daß diese Striae durch Fragmentation von Staubkörnern wenige Tage nach ihrer Freisetzung im Kometenkern entstanden sein können. Der Fragmentationsprozeß muß zeitlich und räumlich sehr eng begrenzt eingetreten sein, um die beobachtete Schärfe der Striae im Staubschweif nicht zu verwischen. Die elektrostatische Fragmentation der Staubteilchen ist nach den hier gezeigten Modellrechnungen (vgl. Abb. 81, 82) durchaus in der Lage, einen beträchtlichen Anteil der vom Kometenkern in den Schweif emittierten Staubmenge zu zerkleinern. Voraussetzung ist jedoch, daß zumindest lokal und kurzzeitig die entsprechenden Plasmaverhältnisse in der Umgebung des Staubschweifes herrschen. Da zum Zeitpunkt der Fragmentation des Striae-Staubes die Mutterteilchen sich noch nicht sehr weit vom Kometenkern entfernt haben (Übergangsgebiet zwischen Kometenkopf und Schweif), sollten sie noch in das Plasma des Plasmaschweifes eingeschlossen sein. Dort könnten unter Umständen hohe thermische Energien auftreten.

Die oben angedeutete Kollision sehr kleiner ($r \leq 0,2 \mu\text{m}$), positiv geladener ($\varphi \approx 2 \text{ V}$) mit größeren ($r > 1 \mu\text{m}$), negativ geladenen ($\varphi > -10000 \text{ V}$) Silikatteilchen findet bei unvollständiger Ladungsabschirmung durch das Plasma mit sehr großer Differenzgeschwindigkeit statt. Die potentielle Energie der kleinen Staubkugel an der Oberfläche der größeren ist ein Maß für die kinetische Energie der Kollision. Man erhält für die Geschwindigkeit v_1 des kleinen Staubkorns beim Zusammenstoß (Schwerpunkteffekte werden wegen des großen Massenunterschiedes beider Staubkörner nicht berücksichtigt!):

$$(K.4) \quad v_1 = \sqrt{\frac{6 \epsilon_0 |\varphi_1 \varphi_2|}{\rho_1 r_1^2}}$$

mit

$\varphi_{1,2}$ = Oberflächenpotentiale des kleinen (1)
und großen (2) Staubpartikels,

r_1 = Radius und

ρ_1 = Dichte des kleinen Staubkorns.

Mit

$$r_1 = 0,2 \text{ } \mu\text{m}, \rho_1 = 1 \text{ g/cm}^3,$$

$$\varphi_1 = + 2 \text{ V}, \varphi_2 = - 10000 \text{ V}$$

ergibt sich nach (K.4) für die Kollisionsgeschwindigkeit v_1

$$v_1 \approx 160 \text{ m/s.}$$

K.3. Erdmagnetosphäre

Auf der Basis der Angaben von G.L. Siscoe [19] zu Dichte, Energie und Zusammensetzung des Magnetosphärenplasmas der Erde (vgl. Tab. 18) sind Rechnungen zur Fragmentation von Graphit- (Abb. 83, 85) und Silikatteilchen (Abb. 84, 86) in Erdnähe gemacht worden. Auch in der Magnetosphäre treten heiße, thermische Plasmen ($> 1 \text{ keV}$) auf, jedoch weisen die Meßergebnisse von Erdsatelliten auf die Konstanz der Energiedichte hin, was bei heißem Plasma eine Reduzierung der Plasmadichte bedeutet. Als Folge dieses Zusammenhanges liegen die Potentiale von Graphitteilchen (Abb. 83) bei Plasmaenergien über 1 keV außerhalb des Erdschattens im positiven, bei Energien unter 1 keV im negativen Bereich. Silikatpartikel haben wegen des hohen Photostroms und der starken Sekundärelektronenemission dort nur positive Oberflächenpotentiale (Abb. 84). Die Fragmentationsgrenze r_f erstreckt sich

Tabelle 18 Plasmaparameter in der Erdmagnetosphäre

Teilchen	$N \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$E \text{ (eV)}$	Plasma	Kurve
Elektronen	50	50	TH	} 50
Protonen	50	300	TH	
Elektronen	10	100	TH	} 100
Protonen	10	600	TH	
Elektronen	5	500	TH	} 500
Protonen	5	3000	TH	
Elektronen	1	1000	TH	} 1000
Protonen	1	6000	TH	
Elektronen	0,5	5000	TH	} 5000
Protonen	0,5	30000	TH	
Elektronen	0,1	10000	TH	} 10000
Protonen	0,1	60000	TH	

$$\alpha_{\text{gel. Teilchen}} = 1$$

$$\rho_{\text{Staub}} = 1 \text{ g/cm}^3$$

$$\varepsilon = 1, \quad \omega = 1,5$$

bei Graphitkörnern bis zu Radien von ca. 50 μm (in niederenergetischen Plasmen $E^- < 1 \text{ keV}$), bei Silikat-
körnern nur bis ca. 3 μm . Die Fragmentationszeiten t_f
bewegen sich zwischen 5 s und 100 s.

Im Erdschatten ändert sich die Fragmentationsmöglichkeit
für Graphit- und Silikatteilchen drastisch (vgl. Abb. 85
für Graphit, Abb. 86 für Silikat). Wegen des Fehlens des
Photostroms sind bei Plasmaenergien über 3 keV sehr große
negative Gleichgewichtspotentiale erreichbar ($\varphi_c < -6000 \text{ V}$
bei Teilchenradien $r > 1 \mu\text{m}$). Allerdings kann man bei
Teilchenradien unter 1 μm das Absinken des negativen Plas-
mastromes infolge der Durchdringungsverluste der Elek-

tronen deutlich an der Potentialzunahme erkennen; zusammen mit den emittierten Sekundärelektronen bedingen sie das Umkippen zu positiven Oberflächenpotentialen bei sehr kleinen Silikatkörnern ($r < 0,6 \mu\text{m}$, vgl. Abb. 86). Während bei Graphit das negative Gleichgewichtspotential φ_c ungefähr proportional mit der Elektronenplasmaenergie zunimmt ($\varphi_c \approx -2 \cdot E^-$, vgl. Abb. 85), zeigen sich bei Silikat die Konsequenzen der höheren Sekundärelektronenausbeute in Gestalt der positiven Potentialwerte im Energiebereich zwischen ca. 80 und 800 eV (vgl. Abb. 86). Die Fragmentationsgrenze r_f hoch-fragiler Fluffy-Partikel liegt bei ca. 0,6 μm , die typischen Fragmentationszeiten überdecken wegen der Plasmadichtevariation einen Bereich von 4 Dekaden (7 bis 70000 s). Die arabischen Zahlen im Fragmentationszeitplot korrespondieren mit den gleichlautenden Schnittpunktmarkierungen von Gleichgewichtspotential- und Fragmentationspotentialkurven im Potentialplot.

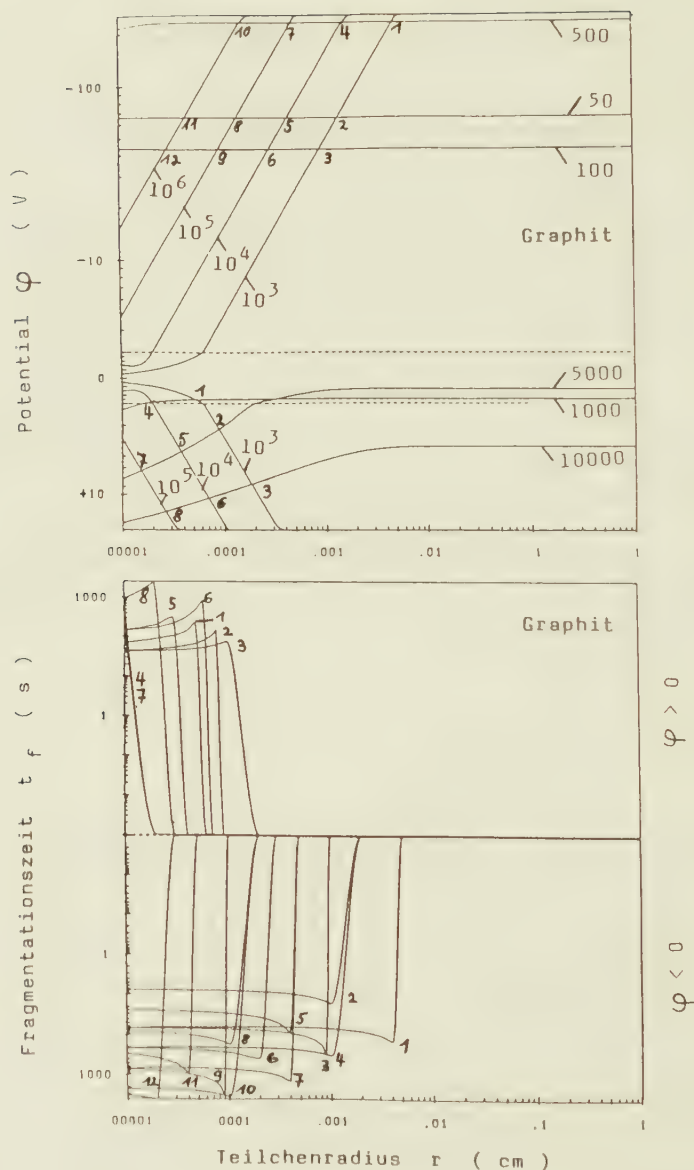


Abb. 83 Kritisches, Gleichgewichtspotential und Fragmentationszeit kugelförmiger Graphitteilchen in der Erdmagnetosphäre (außerhalb des Erdschattens)

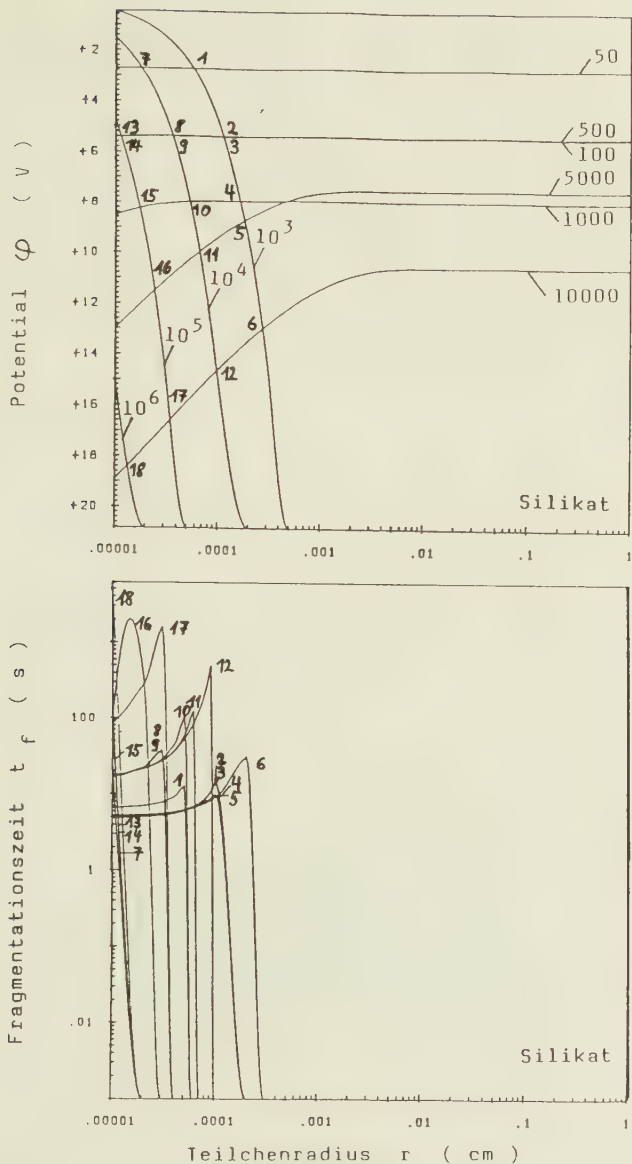


Abb. 84 Kritisches, Gleichgewichtspotential und Fragmentationszeit kugelförmiger Silikatteilchen in der Erdmagnetosphäre (außerhalb des Erdschattens)

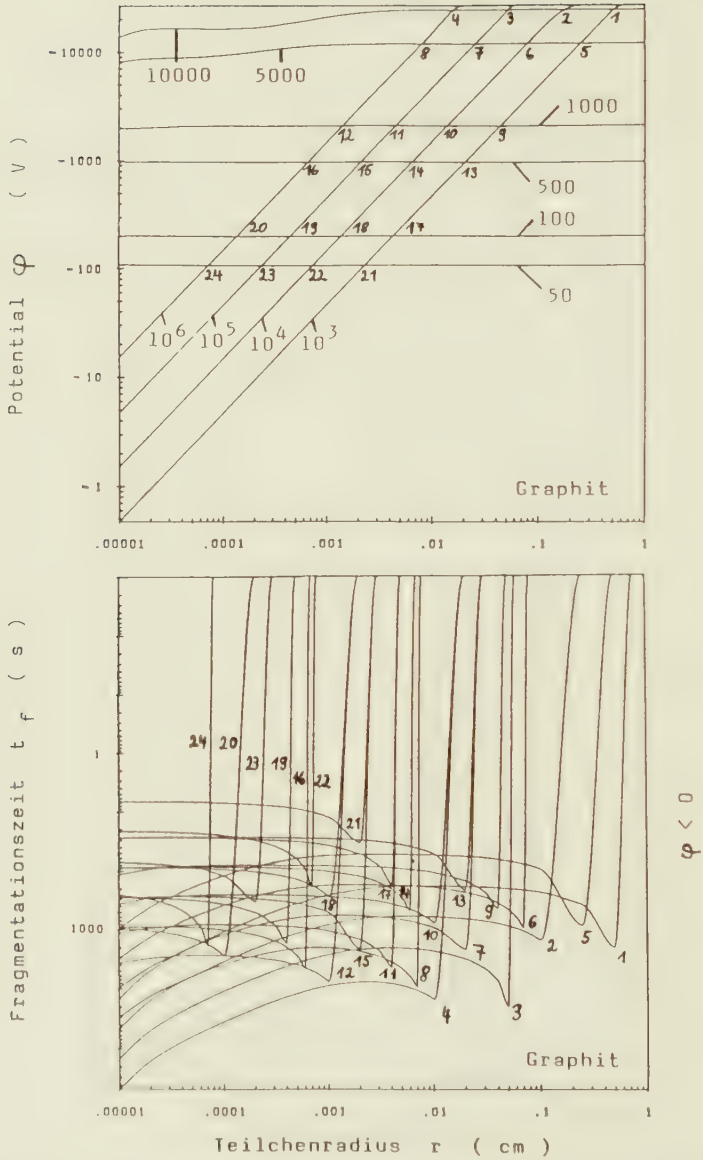


Abb. 85 Kritisches, Gleichgewichtspotential und Fragmentationszeit kugelförmiger Graphitteilchen in der Erdmagnetosphäre (im Erdschatten)

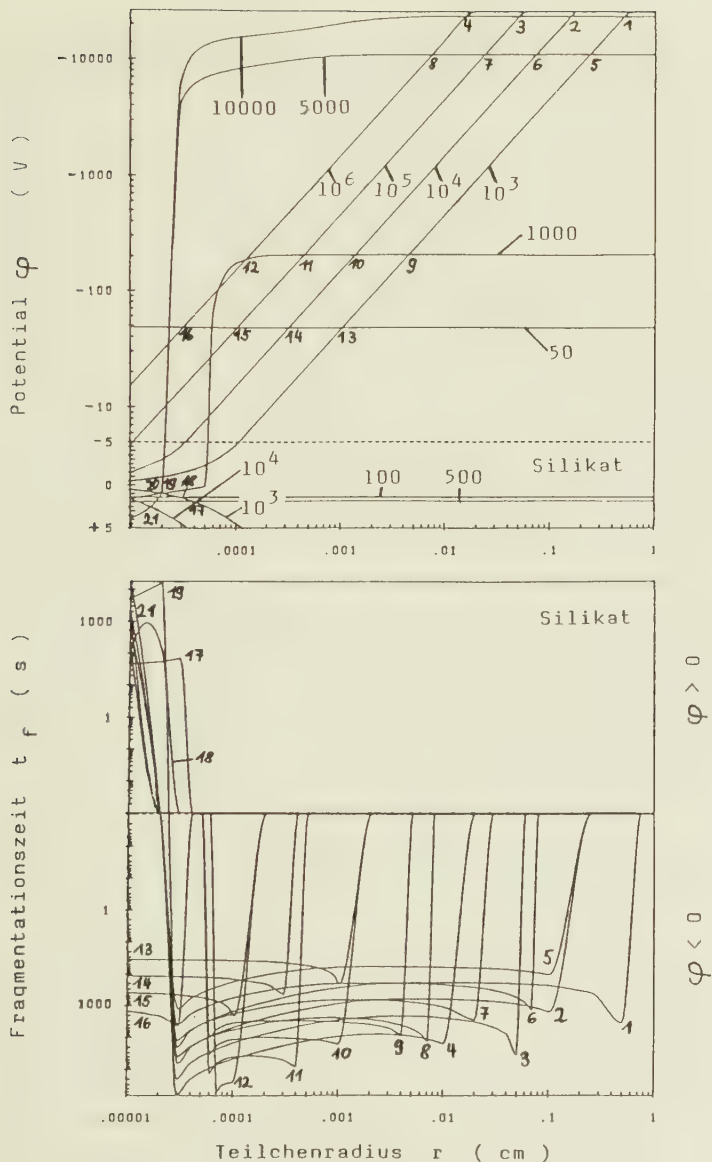


Abb. 86 Kritisches, Gleichgewichtspotential und Fragmentationszeit kugelförmiger Silikatteilchen in der Erdmagnetosphäre (im Erdschatten)

L. Diskussion der Modellannahmen und der abgeleiteten Ergebnisse

Alle in den Kapiteln I und K beschriebenen Ergebnisse zu Gleichgewichtspotential, Aufladefunktion und zur elektrostatischen Fragmentation von Fluffy-Partikel stehen unter dem Primat des Kugelmodells. Diese stark vereinfachende Annahme zur Körpergeometrie der Staubkörner ist für die formelmäßig handhabbare Herleitung aller angeführten Teilladeströme (Plasmaströme, Sekundärelektronenstrom, Photostrom) notwendig. Wie man an den Elektronenmikroskopaufnahmen der in der Hochatmosphäre aufgesammelten Fluffy-Teilchen (vgl. Abb. 10) unschwer erkennen kann, ist sie nur ein sehr grobes Bild der Realität. Ein Ansatz zur theoretischen Beschreibung länglicher Körper mit Hilfe des Rotationsellipsoids ist von J.R. Hill und D.A. Mendis [18] gemacht worden (allerdings mit fehlerhafter Wiedergabe des effektiven Querschnitts eines Rotationsellipsoids im Plasmastrom). Nur das ruhende thermische Plasma ermöglicht bei dieser Körpergeometrie eine halbwegs akzeptable Konsistenz in der theoretischen Beschreibung der elektrostatischen Aufladung. Die Körperform geht ebenfalls in die Vorstellung über den eigentlichen Fragmentationsprozeß ein. Zur Abschätzung der Fragmentationsmöglichkeit werden die abstoßenden Coulomb-Kräfte auf die Oberfläche des geladenen, kugelförmigen Staubkorns verglichen mit den Materialbindungskräften, ausgedrückt durch den für den ganzen Staubkörper als homogen angesetzten Bruchlastwert. Die tatsächlichen Körpergeometrien der gefundenen Fluffy-Teilchen, welche nicht-gleichmäßige elektrische Feldstärken im und auf dem Staubkorn plausibel erscheinen lassen, sowie die Mikrostruktur der Fluffy-Komplexe, die sich als lose Konglomerate Submikron kleiner Materiekugeln mit sicherlich stark-fluktuierenden Materialbindungskräften darstellen,

weisen eher hin auf einen Fragmentationsvorgang durch sukzessives Loslösen kleinerer Bausteine als durch die instantane Fragmentation des Staubkorns als Ganzes, wie sie die hier dargestellte Theorie verlangt. Immerhin ist zu hoffen, daß die abgeleiteten Fragmentationsgrenzen Richtwerte für runde und homogene Fluffy-Partikel im Weltraum angeben.

Bei elektrisch schlecht-leitenden Staubmaterialien (z.B. Silikat) stellt sich das Problem des notwendigen Ladungsausgleichs zwischen den sich durch anisotrope Ladungsströme (z.B. Photostrom, Plasmastrahl) verschieden aufladenden Teilen der Kugeloberfläche. Denn alle Ausdrücke für die Teilströme gelten nur bei homogenem Oberflächenpotential. Da der Potentialausgleich während der Aufladezeit nicht durch elektrische Leitung erfolgen kann, wird zur "Ladungsverschmierung" Rotation der Staubkörner angenommen. Diese muß im Vergleich zur Aufladezeit genügend schnell ablaufen (Rotationsfrequenz wenige Hertz), darf andererseits jedoch nicht zu rasch sein, um nicht das Zerplatzen der Fluffyteilchen durch die Zentrifugalkräfte zu bewirken. Nach eigenen Abschätzungen [53] sind bei den erwähnten Rotationsfrequenzen allenfalls für Teilchen mit Radien größer 1 cm Komplikationen durch Rotational-Bursting zu erwarten, alle Teilchen mit kleinerem Radius sind rotationsstabil.

Die genauen Voraussetzungen bei der Herleitung der Formel zur Berechnung der Plasmaströme sind insbesondere bei höheren Staubdichten zu beachten. Im Falle des mono-energetischen Plasmastrahls darf die Staubkornladung so gut wie nicht abgeschirmt sein, da sonst der Ausdruck für den effektiven Kugelquerschnitt seine Gültigkeit verliert. Andererseits bedeutet fehlende Abschirmung, daß die Plasmateilchen sich im Potential vieler Staubteilchen bewegen, was bei hohen Staubdichten die Beschreibung mittels des (nicht lösbaren) Mehrkörperproblems verlangt.

Beim ruhenden thermischen Plasma dagegen ist eine gute Ladungsabschirmung Voraussetzung. Hinzukommt noch die Forderung der Zeitunabhängigkeit der Geschwindigkeits- und Ortsverteilung der Plasmateilchen (in einem "wechselwirkungsfreien" Plasma); durch den Plasmaladungsstrom jedoch werden ständig Ladungen aus dem Plasma abgezogen. Selbstverständlich ist die beste Lösung des Problems der Plasmastromberechnung nach einer konsistenten Bestimmung der Verteilungsfunktion für das Ensemble aller Plasmateilchen zu erwarten und nicht, wie in dieser Arbeit geschehen, über die voneinander unbeeinflussten Verteilungsfunktionen der einzelnen Plasmakomponenten. Die Festkörpereigenschaften des Materials gehen wesentlich bei der Bestimmung des Photostroms, des Sekundärelektronenemissionsstroms sowie der Reichweite der geladenen Teilchen in Materie ein. In diesem Zusammenhang wären experimentelle und theoretische Untersuchungen der Festkörpereigenschaften sehr kleiner Teilchen (Radien unter $1\text{ }\mu\text{m}$) nötig, denn die hier benutzten Angaben beziehen sich auf Experimente an sehr großen Probekörpern (meist präparierten Folien). Mittels der Mie-Theorie läßt sich beim Photoeffekt die Menge der wirksamen Strahlenquanten für Teilchenradien in der Größenordnung der Lichtwellenlänge angeben; T. Mukai hat in [17] diesen Effekt abgeschätzt, seine Ergebnisse zeigen im Radiusbereich $0,1$ bis $1\text{ }\mu\text{m}$ eine Erhöhung der Photostromkonstante (bei Graphit und Silikat maximal 30%). Dabei ist nicht berücksichtigt, daß der Photoeffekt praktisch im gesamten Staubkorn wirksam ist und die Diffusionsreichweite der ausgelösten Photoelektronen im Material in der Größenordnung des Teilchenradius liegt. Eine weitere Zunahme des Photostroms ist damit denkbar. Eine analoge Überlegung führt auch zu einer erhöhten Sekundärelektronenausbeute bei Submikron-Partikeln. Hinzukommen noch die Auswirkungen schneller Plasmateilchen

beim Durchdringen der Staubkörner. Insbesondere die zu erwartende Sekundärelektronenemission an der Austrittsstelle der durchschlagenden Plasmaladungen sei hier erwähnt, ein Effekt, zu dem praktisch keine Meßergebnisse vorliegen. Für die Elektronenausbeute spielt auch der Beladungsgrad der Festkörperoberfläche eine Rolle; die in dieser Arbeit verwendeten Meßdaten wurden in der Regel an gut entgasten Oberflächen vorgenommen. Einflüsse der Raumladungen im Staubkorn auf die Valenz- und Leitungsbandstruktur des Materials - und damit den Photoeffekt und die Sekundärelektronenemission - sind in die aufgeführten Rechnungen nicht eingegangen.

Ein Vergleich der in dieser Arbeit erhaltenen numerischen Resultate für das Gleichgewichtspotential mit den theoretischen Ergebnissen anderer Autoren erbringt eine akzeptable Übereinstimmung. So gibt T. Mukai [17] das Gleichgewichtspotential von Silikateilchen im interplanetaren Raum zwischen + 4 bis + 14 V an, was sehr gut zu den hier gefundenen Werten paßt; bei Graphit nennt er + 0,5 bis + 6 V Oberflächenpotential. Die in dieser Arbeit errechneten negativen Potentiale von Graphit im sehr stark aktiven Sonnenwind (Kurve "high" in Abb. 75) lassen sich durch die leicht voneinander abweichenden Werte für die Plasma- und Photostromparameter sowie den abgewandelten Ausdruck für den Plasmaladungsstrom erklären, zumal das Oberflächenpotential unter diesen speziellen Plasmabedingungen sehr empfindlich auf geringfügige Parametervariationen reagiert (vgl. Nullstrombedingung in Kapitel H.1). Auch S.P. Wyatt [14] (für metallische Teilchen) und J.P. Lafon. [15] erhalten in ihren Rechnungen niedrige positive Gleichgewichtspotentiale für interplanetare Staubeilchen bei 1 AU Sonnenabstand. Effekte der Sekundärelektronenemission, von den genannten Autoren gar nicht oder nur sehr pauschal (Sticking Efficiency, T. Mukai [17]) berücksichtigt, spielen im Sonnenwindplasma

nahezu keine Rolle.

Die von M.K. Wallis und M.H.A. Hassan [60] angegebenen Werte der Oberflächenpotentiale von Graphit- und Silikatteilchen in der Kometenkoma tragen ebenfalls nicht der Sekundärelektronenemission Rechnung; die Autoren verweisen lediglich auf die von P. Notni [63] genannte Grenzenergie von 68 eV Plasmateilchenenergie, für die bei Silikat der SEE-Strom den Betrag des Plasmaelektronenstroms übersteigt (P. Notni benutzt in seiner Arbeit allerdings eine andere Approximation der Elektronenausbeute δ , die im niedrigen Energiebereich unter der hier verwendeten verläuft). Wie die durchgeführten Rechnungen zeigen, ist in der Bow-Shock-Region die Vernachlässigung des SEE-Stromes bei Silikat nicht gerechtfertigt. Die durchwegs geringen, negativen Potentiale, die in [60] für Graphit genannt sind, finden ihre Erklärung in der höheren Photostromkonstante, die die Autoren ansetzen. Experimentelle Messungen der Gleichgewichtspotentiale von Staubkörnern im interplanetaren und erdnahen Raum (Kometen scheiden sowieso aus, da sie bisher von Raumsonden nicht in-situ untersucht wurden) liegen nicht vor. Anhaltspunkte für die zu erwartenden Werte liefern jedoch Messungen der Oberflächenpotentiale von Satelliten. So geben M.D. Montgomery et al. [64] Potentiale von + 3 bis + 5 V im Sonnenlicht und 0 bis - 2 V im Erdschatten an, gemessen an Vela-Satelliten unter Sonnenwindbedingungen. Im Magnetschweif der Erde erreicht ein Raumfahrzeug Spitzenpotentiale von + 70 V, die den nach den theoretischen Rechnungen zu erwartenden Wert von + 10 V deutlich übersteigen. Die Autoren vermuten eine mögliche Erklärung in der Existenz energiereicherer Photoelektronen, d.h. das Maximum der Photoelektronenverteilung ist nach höheren Energien (> 10 eV) verschoben. Die Messungen in der Erdmagnetosphäre weisen stark schwankende Potentiale der Satellitenkörper entsprechend den Dichte- und

Energieänderungen des umgebenden Plasmas aus. So berichten S.E. Deforest [65] sowie R.W. Fredericks und F.L. Scarf [66] von Oberflächenpotentialen zwischen -10 und -12000 V. Die Spitzenwerte unterstützen die theoretischen Ergebnisse zu den Gleichgewichtspotentialen in der Erdmagnetosphäre (Erdschatten-Bedingungen). Die in [65, 66] festgestellten Aufladezeiten im Sekunden- bis Minutenbereich weichen dagegen von den numerischen Vorhersagen ab, lassen sich aber durch die Annahme höherer Plasmadichten, als in den Rechnungen benutzt, erklären. Die Dichtezunahme hat wegen des Fehlens des Photostroms keine Auswirkung auf das Gleichgewichtspotential (vgl. Absatz a im Kapitel I.4.3). Trotz der hohen negativen Potentiale, die sich in der Erdmagnetosphäre auf Körpern - übereinstimmend nach Experiment und Theorie - ausbilden können, ist die elektrostatische Fragmentation von Fluffy-Teilchen zu wenig effektiv, um die von H. Fechtig et al. [8] beobachteten Swarms von Staubpartikel in Erdnähe erklären zu können, da man aus den Messungen der Tochterpartikel auf Massen der Mutterkörper zwischen 10 und 10^5 g schließen muß. Die entsprechenden Teilchenradien liegen jenseits der berechneten Grenzzadien für die elektrostatische Fragmentation.

Die Simulationsrechnungen in Kapitel K.3, insbesondere zur Staubfragmentation im Kometenschweif und in der Erdmagnetosphäre, machen deutlich, daß die Kenntnis der jeweiligen Plasmaparameter (Energie und Dichte der geladenen Teilchen) eine wesentliche Voraussetzung zur Abschätzung der Wirksamkeit elektrostatischer Fragmentation in den genannten Regionen ist.

A n h a n g

Die F_n^{sign} -Funktionen

In den Ausdrücken (D.28) und (E.13.b) für die Ladungsströme durch ein driftendes thermisches Plasma bzw. durch die Sekundärelektronenemission im ruhenden thermischen Plasma tauchen verschiedene, analytisch nicht integrierbare F_n^{sign} -Funktionen auf. Die allgemeine Form dieses Funktionstyps lautet:

$$(Z.1) \quad F_n^{\text{sign}}(x, t_{\min}, t_{\max}) = x^2 \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} t^n \exp(-x t^2 + \text{sign} \cdot t) dt .$$

Der untere Index n von F_n^{sign} fungiert als Potenzparameter beim t -Vorfaktor im Integranden (n aus der Menge der natürlichen Zahlen), der obere Index sign steht für das Vorzeichen im linearen Argumentteil der Exponentialfunktion; x ist ein frei wählbarer, positiver Parameter. Es gilt:

$$(Z.2) \quad \begin{array}{l} n \in \mathbb{N}_0 , \\ \text{sign} \in \{-1, +1\} , \\ x \in \mathbb{R}_+ . \end{array}$$

Die F_n^{sign} -Funktionen sind verwandt mit der Error-Funktion erf [62]. Die Rekursionsformel findet man z.B. durch Substitution von

$$y = \frac{1}{n+1} t^{n+1} , \quad dy = t^n dt$$

und

$$z = \exp(-x t^2 + \text{sign} \cdot t) ,$$

$$dz = (-2xt + \text{sign}) \exp(-x t^2 + \text{sign} \cdot t) dt$$

und partieller Integration von (Z.1)

$$(Z.3) \quad F_{n+2}^{\text{sign}}(x, t_{\min}, t_{\max}) = \frac{1}{2x} \left[(n+1) F_n^{\text{sign}}(x, t_{\min}, t_{\max}) + \right. \\ \left. + \text{sign} * F_{n+1}^{\text{sign}}(x, t_{\min}, t_{\max}) + f_{n+1}^{\text{sign}}(x, t_{\min}) + \right. \\ \left. + f_{n+1}^{\text{sign}}(x, t_{\max}) \right]$$

mit

$$f_n^{\text{sign}}(x, t) = x^2 t^n \exp(-x t^2 + \text{sign} * t) .$$

Analog läßt sich F_1^{sign} integrieren:

$$(Z.4) \quad F_1^{\text{sign}}(x, t_{\min}, t_{\max}) = \frac{1}{2x} \left[x^2 (f_0^{\text{sign}}(x, t_{\min}) - \right. \\ \left. - f_0^{\text{sign}}(x, t_{\max})) + \text{sign} * F_0^{\text{sign}}(x, t_{\min}, t_{\max}) \right] .$$

F_0^{sign} selbst schreibt sich - nach quadratischer Ergänzung im Argument der Exponentialfunktion des Integranden:

$$(Z.5.a) \quad F_0^{\text{sign}}(x, t_{\min}, t_{\max}) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} x^{3/2} \exp(1/4 x) \cdot \\ \cdot \left[\operatorname{erf}(\sqrt{x} t_{\max} - \text{sign} * \frac{1}{2\sqrt{x}}) - \operatorname{erf}(\sqrt{x} t_{\min} - \text{sign} * \frac{1}{2\sqrt{x}}) \right] ,$$

$$(Z.5.b) \quad F_0^{\text{sign}}(x, t_{\min}, t_{\max}) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} x^{3/2} \exp(1/4 x) \cdot \\ \cdot \left[\operatorname{erfc}(\sqrt{x} t_{\min} - \text{sign} * \frac{1}{2\sqrt{x}}) - \operatorname{erfc}(\sqrt{x} t_{\max} - \text{sign} * \frac{1}{2\sqrt{x}}) \right]$$

mit

$$\operatorname{erfc}(s) = 1 - \operatorname{erf}(s).$$

Im Spezialfall

$$(Z.6) \quad t_{\min} = 0, \quad t_{\max} = \infty$$

vereinfachen sich wegen

$$(Z.7.a) \quad f_n^{\operatorname{sign}}(x, 0) = \begin{cases} x^2 & \text{für } n = 0 \\ 0 & n \neq 0 \end{cases}$$

und

$$(Z.7.b) \quad f_n^{\operatorname{sign}}(x, \infty) = 0$$

die Ausdrücke (Z.3), (Z.4) und (Z.5a, b):

$$(Z.8) \quad F_{n+2}^{\operatorname{sign}}(x, 0, \infty) = \frac{1}{2x} \left[(n+1) F_n^{\operatorname{sign}}(x, 0, \infty) + \operatorname{sign} \cdot F_{n+1}^{\operatorname{sign}}(x, 0, \infty) \right],$$

$$(Z.9) \quad F_1^{\operatorname{sign}}(x, 0, \infty) = \frac{1}{2x} \left[x^2 + \operatorname{sign} \cdot F_0^{\operatorname{sign}}(x, 0, \infty) \right],$$

$$(Z.10) \quad F_0^{\operatorname{sign}}(x, 0, \infty) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} x^{3/2} \exp(1/4x) \cdot \left[1 + \operatorname{sign} \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{1}{2\sqrt{x}}\right) \right].$$

Als asymptotische Näherungen für die bei der Sekundärelektronenemission im ruhenden thermischen Plasma auftretende $F_5^-(x, 0, \infty)$ -Funktion ergeben sich:

$$(Z.11) \quad F_5^-(x, 0, \infty) \cong \begin{cases} 5! x^2 & \text{für } x \rightarrow 0 \\ 1/x & x \rightarrow \infty \end{cases}.$$

$F_5(x, 0, \infty)$ ist in Abb. 41 zusammen mit den asymptotischen Näherungen nach (Z.11) dargestellt.

Literaturverzeichnis

- 1 H.H. Voigt , Abriß der Astronomie, 2. Auflage,
BI - Verlag, Mannheim, 1975
- 2 A. Unsöld Der neue Kosmos, 2. Auflage,
Springer-Verlag, Berlin, 1974
- 3 H. Fechtig et al. Interplanetarer Staub
Vorlesungsskript (erstellt im Rahmen
der gleichnamigen Vorlesung, gehalten
an der Universität Erlangen,
Wintersemester 1978/79)
- 4 P.L. Lamy, Comet West 1975 n Part II: Study of
S. Koutchmy the Striated Tail
Astron. Astrophys. 72, 1979
- 5 Z. Sekanina, The Striated Dust Tail of Comet
J.A. Farrell West 1976 VI as a Particle Fragmentation
Phenomenon
Astron. J. 85, 1980
- 6 Z. Sekanina, Two Dust Populations of Particle
J.A. Farrell Fragments in the Striated Tail of
Comet Mrkos 1957 V
Astron. J. 87, 1982
- 7 T. Akabane The Secondary Tail of Comet 1976 VI
West
Publ. Astron. Soc. Japan 35, 1983
- 8 H. Fechtig et al. Micrometeoroids within Ten Earth
Radii
Planet. Space Sci. 27, 1979

- 9 V.V. Radzievskii A Mechanism of the Desintegration of Asteroids and Meteorites
Dokl. Akad. Nauk. SSSR 97, 1954
- 10 S.J. Paddack Rotational Bursting of Small Celestial Bodies: Effects of Radiation Pressure
J. Geophys. Res. 74, 1969
- 11 S.J. Paddack, J.W. Rhee Rotational Bursting of Interplanetary Dust Particles
Geophys. Res. Letters, 1975
- 12 P. Lamy On some Possible Fragmentation Mechanisms
in: Comet Halley Dust Experiments (ed. H. Fechtig),
MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1984
- 13 I. Mukai Evaporation Breakup of Inhomogeneous Grain
in: Comet Halley Dust Experiments (ed. H. Fechtig),
MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1984
- 14 S.P. Wyatt The Electrostatic Charge of Interplanetary Grains
Planet. Space Sci. 17, 1969
- 15 J.P. Lafon On the Electric Charge of Interplanetary Grains
in: Sun and Planetary System (ed. W. Fricke),
D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht, 1982

- 16 J.P. Lafon et al. On the Electric Potential and Charge of Cosmic Grains
Astron. Astrophys. 95, 1981
- 17 T. Mukai On the Charge Distribution of Interplanetary Grains
Astron. Astrophys. 99, 1981
- 18 J.R. Hill, D.A. Mendis On the Origin of Striae in Cometary Dust Tails
Astrophys. J. 242, 1980
- 19 G.L. Siscoe The Particle Environment in Space in: Photon and Particle Interactions with Surfaces in Space (ed. R.J.L. Grard),
D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht, 1973
- 20 W.-H. Ip Dynamics and Chemistry of Cometary Comae: a Pre - Giotto View
ESA SP - 174, 1981
- 21 W.-H. Ip On Photochemical Heating of Cometary Comae: the Cases of H_2O - and CO -Rich Comets
Astrophys. J. 264, 1983
- 22 M.L. Marconi, D.A. Mendis The Photochemical Heating of the Cometary Atmosphere
Astrophys. J. 260, 1982
- 23 H.K. Schmidt, R. Wegmann Plasma Flow and Magnetic Fields in Comets
in: Comets (ed. L.L. Wilkening),
Univ. of Arizona Press, Tucson, 1982

- 24 R. Hellmich, Definition of Model Parameters and
H.U. Keller Numerical Flyby Simulations
ESA SP - 174, 1981
- 25 P. Fraundorf et al. Laboratory Studies of Inter-
planetary Dust
in: Comets (ed. L.L. Wilkening),
Univ. of Arizona Press, Tucson, 1982
- 26 E.P. Ney Optical and Infrared Observations
of Bright Comets in the Range 0,5 μm
to 20 μm
in: Comets (ed. L.L. Wilkening),
Univ. of Arizona Press, Tucson, 1982
- 27 H. Campins, Interpreting the Thermal Properties
M.S. Hanner of Cometary Dust
in: Comets (ed. L.L. Wilkening),
Univ. of Arizona Press, Tucson, 1982
- 28 E.H. Holt, Foundations of Plasmadynamics
R.F. Haskell Macmillan Comp., New York, 1956
- 29 American Institute of Physics
Handbook, 2nd Edition,
McGraw - Hill, New York, 1973
- 30 F. Lax, Taschenbuch für Chemiker und Physiker
C. Synowietz 3. Auflage, Springer Verlag, Berlin,
1967
- 31 I. I. Öpik Interplanetary Dust and Terrestrial
Accretion of Meteoric Matter
Irish Astron. J. 4, 1956

- 32 J.W. Rhee Electrostatic Disruption of Lunar Dust Particles
in: Lecture Notes in Physics 48
(ed. H. Elsässer, H. Fechtig),
Heidelberg, 1976
- 33 G. Busch,
H. Schade Vorlesungen über Festkörperphysik,
Birkhäuser Verlag, Basel, 1973
- 34 M.S. Hanner Cometary Dust Size Distribution
from Observations of the Thermal
Emission
in: Comet Halley Dust Experiments
(ed. H. Fechtig), MPI für Kern-
physik, Heidelberg, 1984
- 35 P. Marmier Kernphysik, Band 1,
ETH Zürich Verlag, Zürich, 1968
- 36 L. Katz,
A. Penfold Range-Energy Relations for
Electrons and the Determination of
Beta-Ray-End-Point Energies by
Absorptions
Rev. of Modern Phys. 24, 1952
- 37 A. Nelms Energy Loss and Range of Electrons
and Positrons
Nat. Bureau of Standards Circular
577 + Supplement, 1956/1958
- 38 R. Kollath Sekundärelektronen-Emission fester
Körper bei Bestrahlung mit Elektronen
in: Handbuch der Physik Bd. 22
(ed. S. Flügge), Springer Verlag,
Berlin, 1956

- 39 E. Segre Experimental Nuclear Physics, Vol. I
John Wiley Sons, New York, 1953
- 40 C.F. Williamson et al. Tables of Range and Stopping Power
of Chemical Elements for Charged
Particles of Energy 0,05 to 500 MeV
Rapport CEA-R 3042,
Département de Physique Nucléaire,
Paris, 1966
- 41 E. Rudberg Inelastic Scattering of Electrons
from Solids
Phys. Rev. 50, 1936
- 42 R.J.L. Grard et al. The Influence of Photoelectron and
Secondary Electron Emission on
Electric Field Measurements in the
Magnetosphere and Solar Wind
in: Photon and Particle Interactions
with Surfaces in Space
(ed. R.J.L. Grard),
D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht,
1973
- 43 E.J. Sternglass Theory of Secondary Electron
Emission
Westinghouse Res. Lab. Sci. Paper,
1972
- 44 E.J. Sternglass Theory of Secondary Electron
Emission by High-Speed Ions
Phys. Rev. 2. Series 108, 1957
- 45 R. Behrisch Sputtering by Particle Bombardment
Springer Verlag, Berlin,
Part I: 1981, Part II: 1983

- 46 R.F. Willis et al. Photoemission and Secondary Electron Emission from Lunar Surface Material
in: Photon and Particle Interactions with Surfaces in Space (ed. R.J.L. Grard),
D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht, 1973
- 47 B. Feuerbacher, Experimental Investigation of
B. Fitton Photoemission from Satellite Surface Material
J. Appl. Phys. 43, 1972
- 48 W. Schnellhammer Messung und Integration von Auger XVV-Übergängen des Siliziums und der Verbindungen Siliziumoxid, Siliziumnitrit und Siliziumkarbit
Dissertation, Erlangen, 1979
- 49 J. Olivier et al. Electronic Structure of SiO_2 from Electron Energy Loss Spectroscopy
in: The Physics of SiO_2 and its Interfaces (ed. S.I. Pantelides)
Pergamon Press, New York, 1978
- 50 R.J.L. Grard Properties of the Satellite Photoelectron Sheath Derived from Photoemission Laboratory Experiments
J. Geophys. Res. 78, 1973
- 51 F. Erwe Differential- und Integralrechnung,
Band 1, BI-Verlag, Mannheim, 1962

- 52 N. Meyer - Vernet Flip-flop of Electric Potentials
of Dust Grains in Space
Astron. Astrophys. 105, 1982
- 53 H. Bönnhardt Fragmentation von Kometenstaub -
Zusammenfassung bisheriger Er-
gebnisse
Arbeitsbericht an das MPI für Kern-
physik Heidelberg, Bamberg, 1984
- 54 NAG 104, FORTRAN Library Manual
Mark 10 Vol. 1,
Numerical Algorithms Group, Oxford
1982
- 55 J. Schönhut Erlanger Grafik-System (EGS 2. OM)
Mitteilungsblatt des Regionalen
Rechenzentrums Erlangen,
Erlangen, 1983
- 56 W.-H. Ip Cometary Atmospheres
Astron. Astrophys. 92, 1980
- 57 W.-H. Ip,
W.I. Axford Theories of Physical Processes in
the Cometary Comae and Ion Tails
in: Comets (ed. L.L. Wilkening)
Univ. of Arizona Press, Tucson, 1984
- 58 M.K. Wallis Weakly-Shocked Flows of the Solar
Wind Plasma through Atmospheres of
Comets and Planets
Planet. Space Sci. 21, 1973
- 59 M.K. Wallis
R.S.B. Ong Cooling and Recombination Process
in Cometary Plasma
in: The study of comets,
NASA SP - 383, 1976

- 60 M.K. Wallis, Electrodynamicism of Submicron Dust
M.H.A. Hassan in the Cometary Coma
Astron. Astrophys. 121, 1983
- 61 H. Alven Cosmic Plasma
D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht,
1981
- 62 M. Abramowitz, Handbook of Mathematical Functions
I.A. Stegun Dover Publ. Inc., New York, 1972
- 63 P. Notni Eigenschaften und Bewegung der
Staubteilchen in Koma und Schweif
von Kometen
Veröffentlichung der Sternwarte
Babelsberg, Bd. XV/1
Akademie-Verlag, Berlin, 1964
- 64 M.D. Montgomery Low-Energy Electron Measurements
et al. and Spacecraft Potential: Vela 5
and Vela 6
in: Photon and Particle Interactions
with Surfaces in Space
(ed. R.J.L. Grard),
D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht,
1973
- 65 S.E. Deforest Electrostatic Potentials Developed
by ATS-5
in: Photon and Particle Interactions
with Surfaces in Space
(ed. R.J.L. Grard),
D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht,
1973

- | | | |
|----|--------------------------------|---|
| 66 | R.W. Fredericks,
F.L. Scarf | Observations of Spacecraft
Charging Effects in Energetic
Plasma Regions
in: Photon and Particle Interactions
with Surfaces in Space
(ed. R.J.L. Grard),
D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht,
1973 |
| 67 | S. Wyckoff | Overview of Comet Observations
in: Comets (ed. L.L. Wilkening)
Univ. of Arizona Press, Tucson, 1982 |

Herrn Prof. Dr. J. Rahe sei an dieser Stelle für die Überlassung des sehr interessanten Themas und für die in jederzeit bereitwillig gewährten Diskussionen erwiesene Unterstützung gedankt.

Prof. Dr. H. Fechtig und Dr. J. Kissel vom Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, nahmen während der vergangenen 3 Jahre - zwar aus der Ferne - stets regen Anteil am Fortgang der Arbeit und gaben zu manchen Problemen wertvolle Hinweise.

Die Mitarbeiter der Sternwarte Bamberg schufen durch ihre freundliche Aufnahme und Betreuung für mich eine sehr gute Arbeitsatmosphäre und trugen so mittel- und unmittelbar zum Gelingen meiner Bemühungen bei.

All diesen Menschen sei an dieser Stelle gedankt.

Frau Gisela Solondz zeichnet für die vorzügliche Reinschrift der Arbeit verantwortlich. Ihr beharrlicher und erfolgreicher Kampf mit meiner Manuskriptvorlage verdient meine besondere Erwähnung und meinen aufrichtigen Dank.

L e b e n s l a u f

Hermann Böhnhardt, geboren am 6. Januar 1955 in Mönchröden
bei Coburg

Eltern: Otto Böhnhardt, Rentner

Edith Böhnhardt, verstorben 9.2.80

Sept. 1961 - Besuch der Klassen 1 bis 4 der Volksschule
Juli 1965 Mönchröden

Sept. 1965 - Besuch des Gymnasiums Casimirianum in
Juni 1974 Coburg

Mai 1974 Reifeprüfung für humanistisches Gymnasium

Juli 1974 - 15-monatiger Grundwehrdienst in Regensburg
Sept. 1975 und Bayreuth

Okt. 1975 - Studium der Physik an der Universität
Mai 1981 Erlangen-Nürnberg

4.11.1977 Vordiplom-Prüfung

18.5.1981 Diplom-Prüfung

Juni 1981 - wissenschaftlicher Angestellter am Institut
April 1982 für theoretische Physik der Universität
Erlangen-Nürnberg

Juli 1982 - Halbtagsarbeitsverhältnis als Angestellter
Januar 1985 bei der Kraftwerk Union Erlangen

